

Магнитооптика гетероструктур с квантовой ямой InGaAs/GaAs и ферромагнитным дельта-слоем Mn

С.В. Зайцев

Институт физики твердого тела, г. Черноголовка, 142432, Московская обл., Россия

E-mail: szaitsev@issp.ac.ru

Статья поступила в редакцию 1 декабря 2011 г.

Детально изучена магнитооптика гетероструктур с квантовой ямой (КЯ) InGaAs/GaAs и ультра-тонким ферромагнитным δ -слоем Mn в барьере GaAs, разделенных узким спейсером 3–5 нм. В то время как немагнитные структуры демонстрируют низкие значения степени циркулярной поляризации P_C фотolumинесценции из КЯ в геометрии Фарадея, наличие туннельно-близкого δ -слоя Mn приводит к высоким значениям P_C , в том числе и выше температуры Кюри δ -слоя $T_C \sim 35$ К. В структурах, выращенных на точно ориентированных подложках GaAs (001), уже в малых магнитных полях $B \leq 0,2$ Тл наблюдается быстрый рост P_C и зеемановского расщепления оптических переходов в КЯ, сменяющийся слабым линейным ростом при $B > 0,5$ Тл, при этом характерный начальный рост обеих величин ослабляется с ростом температуры и исчезает выше T_C . Эффект немонотонно зависит от глубины КЯ и объясняется в модели излучательной рекомбинации в условиях сильного флуктуационного потенциала КЯ, обусловленного наличием заряженного δ -слоя Mn высокой плотности. Считается, что спиновая поляризация дырок в КЯ обусловлена обменным ($p-d$)-взаимодействием с туннельно-близким ферромагнитным δ -слоем Mn и возникает за счет выхода спонтанной намагниченности из плоскости δ -слоя с насыщением нормальной составляющей намагниченности в высоких полях.

Детально вивчено магнитооптику гетероструктур з квантовою ямою (КЯ) InGaAs/GaAs та ультратонким ферромагнітним δ -шаром Mn у бар'єрі GaAs, які розділено вузьким спейсером 3–5 нм. Тоді як немагнітні структури демонструють низькі значення ступеню циркулярної поляризації P_C фотolumінесценції з КЯ в геометрії Фарадея, наявність тунельно-близького δ -шару Mn призводить до високих значень P_C , у тому числі і вище за температуру Кюрі T_C δ -шару ~ 35 К. В структурах, які вирощено на точно орієнтованих підкладках GaAs (001), вже в малих магнітних полях $B \leq 0,2$ Тл спостерігається швидке зростання P_C та зееманівського розщеплювання оптичних переходів в КЯ, що змінюється слабким лінійним зростанням при $B > 0,5$ Тл, при цьому характерне початкове зростання обох величин послаблюється із зростанням температури і зникає вище T_C . Ефект немонотонно залежить від глибини КЯ і пояснюється в моделі випромінювальної рекомбінації в умовах сильного флуктуаційного потенціалу КЯ, який обумовлен наявністю зарядженого δ -шару Mn високої щільності. Вважається, що спінова поляризація дірок в КЯ обумовлена обмінною ($p-d$)-взаємодією з тунельно-близьким ферромагнітним δ -шаром Mn та виникає за рахунок виходу спонтанної намагніченості з площини δ -шару з насиченням нормальної складової намагніченості у високих полях.

PACS: 61.72.U– Допированная и примесная имплантация;
75.30.Nx Магнитопримесное взаимодействие;
78.20.Ls Магнитооптические эффекты;
78.67.–n Оптические свойства низкоразмерных, мезоскопических и наномасштабных материалов и структур.

Ключевые слова: допирование, ферромагнетизм, фотolumинесценция, квантовая яма.

1. Введение

В настоящее время интенсивно развивается область физики твердого тела, связанная с исследованием по-

лупроводниковых материалов, обладающих ферромагнитным (ФМ) упорядочением [1]. Огромный интерес вызывает $Ga_{1-x}Mn_xAs$ после открытия ферромагнетизма в этом соединении [2] с рекордным значением тем-

пературы Кюри в эпислоях $T_C = 173$ К [1]. В матрице GaAs атомы Mn, находящиеся в катионных узлах на месте ионов Ga (Mn_{Ga}), выступают не только как локальные магнитные моменты, но также и в качестве акцепторной примеси. Это приводит к появлению в системе дырок, взаимодействие которых с электронами d -оболочки Mn и является физической причиной возникновения ферромагнетизма в твердом растворе $Ga_{1-x}Mn_xAs$ [3]. Максимальные значения T_C достигаются, когда атомы Mn замещают атомы Ga, что приводит одновременно к максимальным значениям плотности дырок. Предел равновесной растворимости Mn в GaAs очень низок, $\sim 0,1$ ат.%, поэтому при высоких концентрациях «лишний» Mn или выпадает в виде кластеров ФМ фаз $MnAs$ ($T_C = 315$ К) и Mn_xGa_{1-x} ($T_C \sim 600$ К), или занимает междоузельные позиции в матрице GaAs (Mn_I). Междоузельный Mn_I является глубоким двойным донором и, соответственно, центром сильной безызлучательной рекомбинации [4]. Поэтому для выращивания $Ga_{1-x}Mn_xAs$ с высокой концентрацией Mn применяются такие неравновесные методики, как низкотемпературная (до 250 °С) молекулярно-лучевая эпитаксия [3,5], жидкофазная эпитаксия [6] или комбинированный метод металлоорганической гидридной эпитаксии (МОСГЭ) при атмосферном давлении, при котором завершающие слои Mn и покровный слой GaAs выращивают в том же реакторе при температуре 400 – 450 °С посредством лазерного распыления [7]. Снижение температуры роста позволяет существенно уменьшить диффузию Mn во время выращивания образцов и предотвратить выпадения других фаз, в конечном итоге получать эпислои или гетероструктуры на основе $Ga_{1-x}Mn_xAs$ с высоким содержанием марганца $x \sim 0,1$ – 10 ат.%. При низкой концентрации x атомы Mn_{Ga} образуют локальные акцепторные уровни в запрещенной зоне глубиной $E_a \sim 110$ мэВ [8]. По мере сближения атомов Mn с ростом x акцепторные уровни начинают взаимодействовать, что приводит к возникновению примесной зоны (ПЗ) [3,9]. С ростом x глубина залегания ПЗ также уменьшается [8,10] и при $x > 2\%$ ПЗ сливается с валентной зоной [9,11], при этом происходит переход металл–изолятор. Конкретные цифры существенным образом зависят от условий роста и/или послеростовой обработки (отжига) $Ga_{1-x}Mn_xAs$ [9,11]. Хотя микроскопические механизмы ФМ упорядочения в $Ga_{1-x}Mn_xAs$ до сих пор дискутируются, появившиеся в последнее время работы убедительно показывают, что именно дырки в ПЗ играют определяющую роль в формировании ФМ состояния, взаимодействуя с магнитными атомами [10–12].

Магнитные квазидвумерные (2D) гетероструктуры на основе $Ga_{1-x}Mn_xAs$ заслуживают особого внимания с точки зрения применений. Так, например, слои $Ga_{1-x}Mn_xAs$ могут быть использованы для инъекции

спин-поляризованных дырок в светоизлучающих диодных структурах, что позволяет получить циркулярно-поляризованную электролюминесценцию [13]. δ -легирование гетероперехода атомами Mn позволяет повысить T_C до 250 К за счет комбинированного эффекта увеличения перекрытия 2D дырок высокой концентрации с δ -слоем Mn [14]. Однако внедрение Mn непосредственно в 2D канал приводит к низким значениям подвижности (≤ 10 см²/В·с) [14], а также к подавлению излучательной рекомбинации при $x > 0,1\%$ [15]. Пространственное разделение дырок и δ -слоя Mn позволяет повысить подвижность носителей в 2D канале более чем на два порядка [16], сохраняя в то же время влияние ФМ на транспорт [7,16].

Структурные, магнитные, транспортные и электролюминесцентные свойства гетероструктур на основе GaAs с δ -слоем Mn изучали теоретически (см. работу [17] и ссылки в ней) и интенсивно исследовали экспериментально в работах [14,16,18–22]. Магнитооптика оказалась мощным инструментом в исследовании магнитных полупроводников [23], в том числе и ФМ эпислоев и гетероструктур на основе соединения $Ga_{1-x}Mn_xAs$ [24–28]. Тем не менее фото- и электролюминесцентные свойства таких структур требуют детального изучения в связи с их чрезвычайной важностью и огромным потенциалом для оптоэлектронных применений.

В настоящей работе представлены результаты исследований магнитооптических свойств структур, содержащих квантовую яму (КЯ) InGaAs/GaAs и туннельно-близкий ФМ δ -слой Mn в барьере GaAs. Обнаружено существенное отличие магнитооптики магнитных и немагнитных структур: характер зависимостей от поля и температуры степени циркулярной поляризации $P_C(B)$ рекомбинационного излучения из КЯ, высокие значения $P_C(B)$ в магнитных структурах в слабых магнитных полях $B \sim 0,2$ – $0,3$ Тл, чувствительность $P_C(B)$ к ФМ переходу в δ -слое ($T_C \sim 35$ К), значительная циркулярная поляризация выше T_C . Более того, имеются существенные отличия магнитооптического поведения и от традиционных парамагнитных соединений на основе разбавленных магнитных полупроводников группы II–VI [23]. Наблюдаемое поведение немонотонно зависит от энергетической глубины КЯ и находит объяснение в рамках модели излучательной рекомбинации вырожденного газа спин-поляризованных дырок с неполяризованными электронами при сильном нарушении закона сохранения квазиимпульса. Несохранение квазиимпульса в рассматриваемом случае обусловлено наличием сильного флуктуационного потенциала акцепторного слоя Mn высокой плотности. В целом ферромагнитные эффекты, наблюдаемые в оптике, связываются с обменным взаимодействием дырок из КЯ с атомами Mn в близком ФМ δ -слое.

2. Образцы и методика эксперимента

Исследованные структуры с КЯ InGaAs/GaAs и туннельно-близким δ -слоем Mn были выращены комбинированным методом МОСГЭ и лазерного распыления [7]. Схема структур показана на вставках к рис. 1. Буферный слой i -GaAs (100–500 нм), δ -<C>-слой и нижний спейсерный слой GaAs (10–15 нм), квантовая яма (КЯ) $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ ($x = 0,08\text{--}0,26$) толщиной 10 нм и верхний спейсерный слой GaAs толщиной $d_S = 3\text{--}5$ нм выращивались эпитаксиально при температуре 600 °C на разориентированных изолирующих подложках i -GaAs (угол отклонения от оси (001) $\Delta\theta = 2\text{--}3^\circ$). Затем в том же реакторе при температуре 450 °C наносились δ -слой Mn и покровный слой GaAs (40 нм) путем лазерного распыления металлического Mn и нелегированного GaAs соответственно. Номинальная толщина δ -слоя Mn Q_{Mn} составляла менее одного монослоя (МС), что соответствует чрезвычайно высокой поверхностной плотности N_{Mn} ионов Mn (в GaAs 1 МС = $6,3 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-2}$ [14]). Ограничение $Q_{\text{Mn}} < 1$ МС позволяет предотвратить выпадение кластеров MnAs ФМ фаз MnAs ($T_C = 315 \text{ К}$), что подтверждено прямыми измерениями магнитного момента образцов [29]. Использование метода лазерного распыления позволяет понизить температуру нанесения марганца до 400 °C и таким образом минимизировать диффузию Mn в КЯ. Также исследовалась структура №8, выращенная на точно ориентированной подложке n -GaAs ($\Delta\theta = 0^\circ$), аналогичная структурам, в которых изучалась циркулярно-поляризованная электролюминесценция [22]. Контрольная структура №3 содержала δ -<C>-слой углерода вместо δ -<Mn>.

Измерения степени циркулярной поляризации фотолюминесценции (ФЛ) проводили в магнитном поле $B = 0\text{--}5$ Тл, в криостате со сверхпроводящим магнитом в сверхтекучем гелии (температура $T \approx 2 \text{ К}$) или в криостате Oxford с регулируемой температурой (минимум $T = 5 \text{ К}$), при этом образец крепился на холодном «пальце» в вакууме. ФЛ возбуждалась He–Ne лазером (632,8 нм) и регистрировалась в геометрии Фарадея

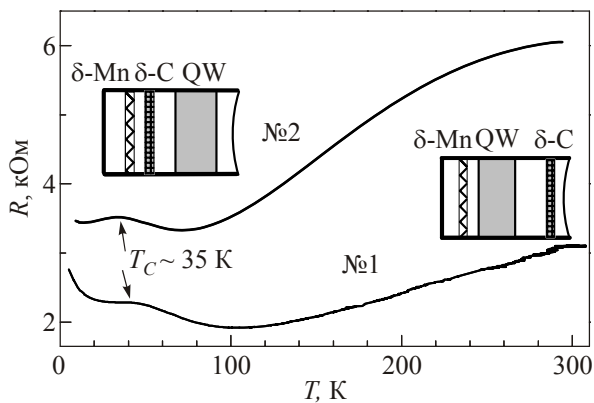


Рис. 1. Температурные зависимости слоевого сопротивления $R(T)$ структур №1 и №2 с δ -слоем Mn. Схема структур показана на вставках.

(нормально к поверхности образцов) с помощью CCD-камеры и монохроматора со спектральным разрешением лучше 0,05 мэВ. Циркулярно-поляризованную ФЛ исследовали стандартным образом с использованием четвертьволновой пластинки и линейного поляризатора. Степень циркулярной поляризации определяли как $P_C(B) = (I_+ - I_-) / (I_+ + I_-)$, где I_+ (I_-) — интенсивности ФЛ компонент с правой (левой) поляризацией, полученные путем интегрирования части спектра, соответствующей оптическому переходу в КЯ. Времяразрешенные измерения проводили в проточном криостате на установке, оборудованной Ti:Sa пикосекундным лазером ($\sim 800 \text{ нм}$), монохроматором со спектральным разрешением лучше 1 мэВ и стрик-камерой с временным разрешением 8 пс.

Исследования транспортных свойств проведены в диапазоне температур 10–300 К. Для оценки электрических параметров (слоевой концентрации дырок p_S и их эффективной холловской подвижности μ) путем измерения эффекта Холла для структур на изолирующих подложках i -GaAs методом фотолитографии были приготовлены холловские мостики.

3. Экспериментальные результаты

3.1. Электротранспортные свойства δ -<Mn>-легированных квантовых ям InGaAs/GaAs

Основные электрофизические параметры исследованных структур приведены в табл. 1. Видно, что в таких и подобных структурах возможно достижение высокой подвижности носителей p -типа (дырок) в двумерном канале (в КЯ), на два порядка и более превосходящей значения для объемного GaMnAs (менее $10 \text{ см}^2/\text{В}\cdot\text{с}$) [3,14]. Отметим, что 2D характер дырок в КЯ подтверждается наблюдением шубниковских осцилляций и квантового эффекта Холла [16,30]. Холловские измерения транспортных свойств этих структур показали высокую плотность дырок в КЯ: $p_S \sim 10^{11}\text{--}10^{12} \text{ см}^{-2}$ при $T = 5\text{--}10 \text{ К}$.

Подчеркнем, что, несмотря на пространственное разделение дырок и δ -слоя Mn (3–5 нм), сохраняется существенное влияние δ -слоя на транспорт дырок в КЯ. Так, температурные зависимости слоевого сопротивления $R(T)$ структур с δ -слоем Mn, выращенных на подложках i -GaAs, обычно демонстрируют размытый локальный максимум, связанный с увеличением рассеяния дырок в проводящем 2D канале на магнитных моментах в области фазового перехода «ферромагнетик–парамагнетик» при температуре Кюри [14,16]. Именно такой максимум в $R(T)$ наблюдается в структурах №1 и №2 при $T_C \sim 35 \text{ К}$ (рис. 1), что позволяет не только оценить T_C , но и констатировать сам факт ФМ упорядочения в δ -слое Mn, а также сильную туннельную связь дырок в КЯ с δ -слоем. Именно транспортные

Таблица 1. Основные параметры исследованных структур

№ структуры	x_{In}	Подложка и буфер ($\Delta\theta$)	Q_{Mn} , МС	d_s , нм	77 К		5–10 К	
					p_s , cm^{-2}	μ , см/В·с	p_s , cm^{-2}	μ , см/В·с
№1 (4843)	0,23	<i>i</i> -GaAs, 3°(001)	0,4–0,5	4,5	$1,8 \cdot 10^{12}$	1930	$7,9 \cdot 10^{11}$	3200
№2 (4845)	0,22	<i>i</i> -GaAs, 3°(001)	0,4–0,5	3,6	$1,4 \cdot 10^{12}$	1900	—	—
№3 (4847)	0,18	<i>i</i> -GaAs, 3°(001)	0	—	$5 \cdot 10^{11}$	1600	—	—
№4 (5766)	0,08	<i>i</i> -GaAs, 2°(001)	0,2–0,3	3	$1,7 \cdot 10^{12}$	550	$3,4 \cdot 10^{11}$	130
№5(5764)	0,13	<i>i</i> -GaAs, 2°(001)	0,2–0,3	3	$1,5 \cdot 10^{12}$	790	$5,6 \cdot 10^{11}$	480
№6 (5763)	0,19	<i>i</i> -GaAs, 2°(001)	0,2–0,3	3	$1,8 \cdot 10^{12}$	1230	$8,9 \cdot 10^{11}$	2350
№7 (5765)	0,26	<i>i</i> -GaAs, 2°(001)	0,2–0,3	3	$1,4 \cdot 10^{12}$	2260	$1,8 \cdot 10^{12}$	1700
№8 (4838)	0,18	<i>n</i> -GaAs, 0°(001)	0,3–0,4	3	—	—	—	—
№9 (5086)	0,18	<i>n</i> -GaAs, 3°(001)	0,3–0,4	3	—	—	—	—

измерения, в том числе и наблюдение аномального эффекта Холла, впервые позволили установить ферромагнетизм в гетероструктурах InGaAs/GaAs с одиночным δ -слоем Mn в барьере, выращенных комбинированным методом МОСГЭ и лазерного распыления [31].

3.2. Излучательная рекомбинация квантовых ям InGaAs/GaAs с δ -слоем Mn в барьере GaAs

На рис. 2,а представлены низкоэнергетическая часть спектров ФЛ (ниже межзонных переходов в барьере GaAs) при низких температурах для исследованных структур №4–№7 с разной глубиной КЯ (содержанием индия x_{In}). Спектры отвечают излучательной рекомбинации фотовозбужденных электронов, релаксировавших в КЯ, и дырок, находящихся в КЯ в силу δ -легирования. Полуширина линий ФЛ более 10 мэВ, что свидетельствует о высокой степени беспорядка в КЯ. Кроме того, интенсивность линии КЯ существенно падает с уменьшением глубины КЯ (уменьшением x_{In}).

Вопрос о зависимости различных оптических характеристик от содержания In в КЯ является интересным и важным для приложений. С ростом x_{In} увеличивается разрыв как валентной зоны, так и зоны проводимости в гетеропаре InGaAs/GaAs (т.е. глубина квантовых ям для электронов и дырок) и, соответственно, уменьшается энергия внутриямного оптического перехода. Далее в статье под зависимостью от глубины КЯ мы будем понимать зависимость от x_{In} , т.е., скорее, качественную, а не количественную характеристику, поскольку независимое определение глубины квантовых ям для электронов и дырок представляется сложной задачей.

При рассмотрении интенсивности ФЛ (квантового выхода структуры) необходимо принять во внимание наличие таких дефектов, как междоузельные атомы Mn (Mn_I) в δ -слое и/или атомы As в позициях Ga (As_{Ga}) в покровном слое GaAs, выращенном при пониженной температуре $T_G = 400$ °С. Mn_I и As_{Ga} являются глубокими донорами и известны как центры сильной безызлучательной рекомбинации [4]. Как показал экспери-

мент, интенсивность ФЛ даже в структуре с самой глубокой КЯ (№7, $x_{In} = 0,26$) более чем на порядок ниже, чем в структуре без δ -слоя Mn, что позволяет сделать вывод о доминирующем вкладе именно туннельно-близкого δ -слоя Mn в безызлучательную рекомбинацию.

На рис. 2,б показаны импульсы свечения ФЛ для магнитных и немагнитной структур. Видно, что в не-

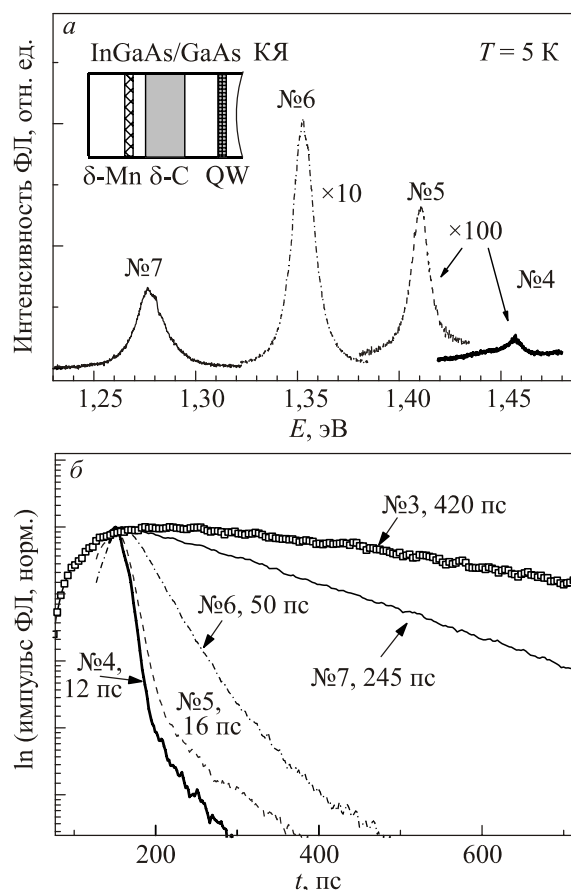


Рис. 2. Спектры ФЛ при $T = 5$ К структур №4–№7 с разной глубиной КЯ. На вставке показана схема структур (а). Импульсы свечения ФЛ для этих же магнитных и немагнитной (№3) структур при $T = 5$ К. Обозначения кривых соответствуют рис. 2,а. Цифры рядом с импульсами дают времена экспоненциального спада быстрой части импульса (б).

магнитной структуре импульс длинный, с характерным временем затухания интенсивности $\tau \sim 420$ пс, в то время как в магнитных структурах импульс имеет быстрый начальный этап с τ , монотонно уменьшающимся с уменьшением глубины КЯ, аналогично поведению интенсивности ФЛ. Этот факт также свидетельствует о сильной безызлучательной рекомбинации из-за туннельно-близкого δ -слоя Mn. Дальнейший, более медленный спад интенсивности на хвосте импульсов свечения ФЛ происходит, по-видимому, с участков КЯ с более высоким квантовым выходом. Естественно связать такое поведение с неоднородностью центров безызлучательной рекомбинации в плоскости КЯ.

3.3. Магнитофотолюминесценция гетероструктур с δ -слоем Mn

На рис. 3 представлены спектры ФЛ трех структур в магнитном поле $B = 0-5$ Тл в геометрии Фарадея. Видно, что в магнитном поле, перпендикулярном плоскости КЯ, как в немагнитной, так и в магнитных структурах линия излучения из КЯ сдвигается в фиолетовую сторону. При этом она расщепляется на две циркулярно-поляризованные компоненты (σ^+ и σ^-) вследствие зеемановского расщепления электронного и дырочного состояний в КЯ. Все структуры, кроме №2, демонстрируют отрицательный g -фактор перехода в КЯ:

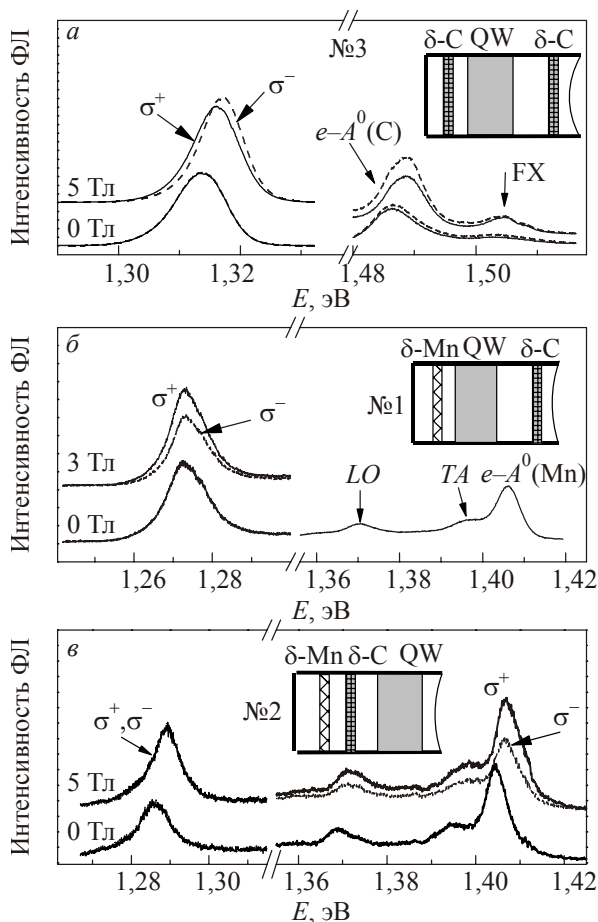


Рис. 3. Спектры магнито-ФЛ структур №1–№3 при $T = 2$ К.

σ^- -поляризованная компонента выше по энергии, чем σ^+ -компонента. В магнитной структуре №1 с δ -слоем Mn степень циркулярной поляризации $P_C(B)$ имеет положительные значения и ее величина быстро растет с ростом поля, достигая 15% при $B = 3$ Тл (рис. 4,а). Напротив, в немагнитной структуре знак поляризации отрицательный, и она очень мала по абсолютной величине: $|P_C(B)| < 1\%$. Структура №2 опять представляет исключение, в ней с экспериментальной точностью $P_C(B) = 0$ (рис. 4,а).

Во всех структурах при энергии $\sim 1,49$ эВ наблюдается мощная линия $e-A^0(C)$ перехода свободный электрон–дырка, связанная на акцепторе углерода, что обусловлено использованием металлорганических соединений для эпитаксии. Кроме того, в магнитных структурах №1 и №2 при энергии $\sim 1,41$ эВ присутствует также линия перехода электрон–дырка, связанная на акцепторе Mn. Эта линия имеет четкие TA - и LO -повторения (рис. 3,б,в), характерные для сильно разбавленного $Ga_{1-x}Mn_xAs$ [8]. Мы относим эту линию к рекомбинации фотовозбужденных электронов на нейтральных акцепторах Mn ($e-A^0(Mn)$), диффундировавших далеко от δ -слоя, поскольку форма линии совпадает в различных структурах, а интенсивность выше в структурах с большим содержанием Mn. Выше 20 К линия $e-A^0(Mn)$ исчезает из спектров ФЛ, в отличие от объемных об-

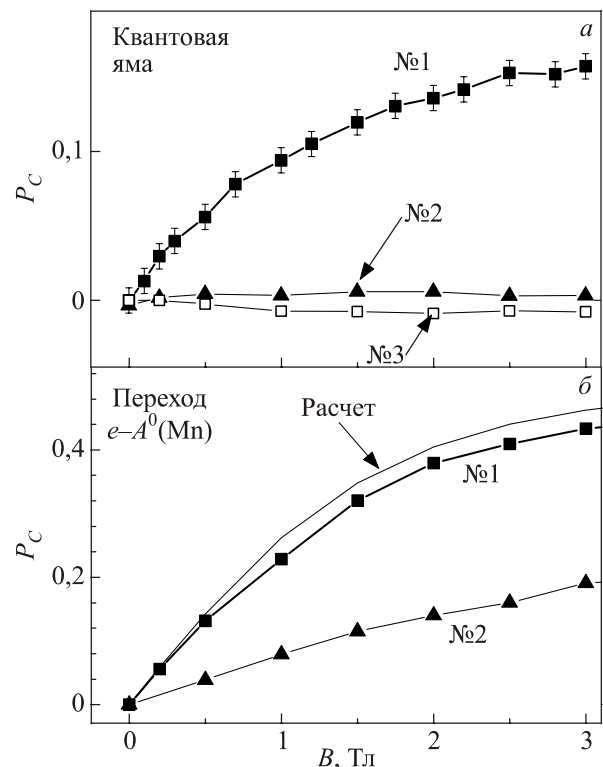


Рис. 4. Степень циркулярной поляризации линии перехода КЯ в структурах №1–№3 при $T = 2$ К (а). Степень циркулярной поляризации линии перехода на акцепторе Mn при $\sim 1,41$ эВ (символы) при $T = 2$ К. Сплошная линия — расчет для перехода $e-A^0(Mn)$ при $T = 2$ К [32] (б).

разцов с малыми x [8], что, по-видимому, также связано с сильной безызлучательной рекомбинацией.

Для линии $\sim 1,41$ эВ $P_C(B) > 0$ (рис. 4,б), как и должно быть для перехода $e-A^0(\text{Mn})$ [32]. На рис. 4,б приведена также теоретическая зависимость $P_C(B)$, рассчитанная для этого перехода при $T = 2$ К согласно работе [32]. Видно, что в структуре №1 с δ -слоями С и Мп, расположенными по разные стороны от КЯ, значения $P_C(B)$ близки к известным из литературы для сильно разбавленного $\text{Ga}_{1-x}\text{Mn}_x\text{As}$ [32]. В то же время переход на углероде $e-A^0(\text{C})$ ($\sim 1,49$ эВ) имеет $P_C(B) < 0$ (рис. 3,а), что соответствует положительному знаку g -фактора для дырки, связанной на мелком акцепторе [33], и противоположно случаю дырки на Мп, где сильное обменное взаимодействие дырки с d -оболочкой Мп приводит к смене знака g -фактора [34]. Таким образом, можно сделать вывод о том, что в структуре №2 с δ -слоем С, находящимся между КЯ и δ -слоем Мп, сильная туннельная связь дырок из КЯ с δ -слоями, имеющими противоположные g -факторы дырок, приводит к точной компенсации всех вкладов в g -фактор, определяющий знаки расщепления и $P_C(B)$. Тот факт, что в этой структуре дырки из КЯ «чувствуют» ФМ δ -слой Мп, независимо подтверждается наличием локального максимума в температурной зависимости сопротивления $R(T)$ (рис. 1). Такой максимум связан с увеличением рассеяния дырок в КЯ на магнитных моментах при ФМ переходе, что подтверждает взаимодействие дырок в КЯ с δ -слоем Мп и позволяет оценить величину $T_C \sim 35$ К, характерное значение для всех исследованных магнитных структур. Интересно отметить, что в структуре №2 с соседними δ -слоями С и Мп, значения $P_C(B)$ для перехода $e-A^0(\text{Mn})$ также заметно ниже, чем в структуре №1 (рис. 4,б). На наш взгляд, к такому результату приводит туннельная связь дырок, связанных на нейтральных акцепторах Мп, с близким δ -<C>-слоем, имеющим противоположный знак дырочного g -фактора.

Изучение поведения $P_C(B)$ в структурах с разным содержанием In в КЯ (структуры №4–№7) показало, что $P_C(B)$ имеет немонотонный характер в зависимости от глубины КЯ: наибольшие значения достигаются в структурах с промежуточной глубиной КЯ при $x_{\text{In}} = 0,13$ и $0,19$ (рис. 5,а). В то же время зависимости зеемановского расщепления $\Delta E(B) = (E^-(B) - E^+(B))$ линии оптического перехода в КЯ практически линейны по полю до $B \sim 2-3$ Тл и демонстрируют монотонный рост с ростом x_{In} (рис. 5,б). Здесь $E^+(E^-)$ обозначает энергию соответствующей компоненты σ^+ (σ^-) линии ФЛ. Поскольку линии излучения КЯ очень широкие, в качестве $E^\pm(B)$ принималась величина спектрального веса линии (т.е. ее первого момента). Зависимость $P_C(B)$ от ширины спейсера d_S было также детально изучена и представлена в работе [35]. Как и следовало ожидать для туннельной связи дырок из КЯ

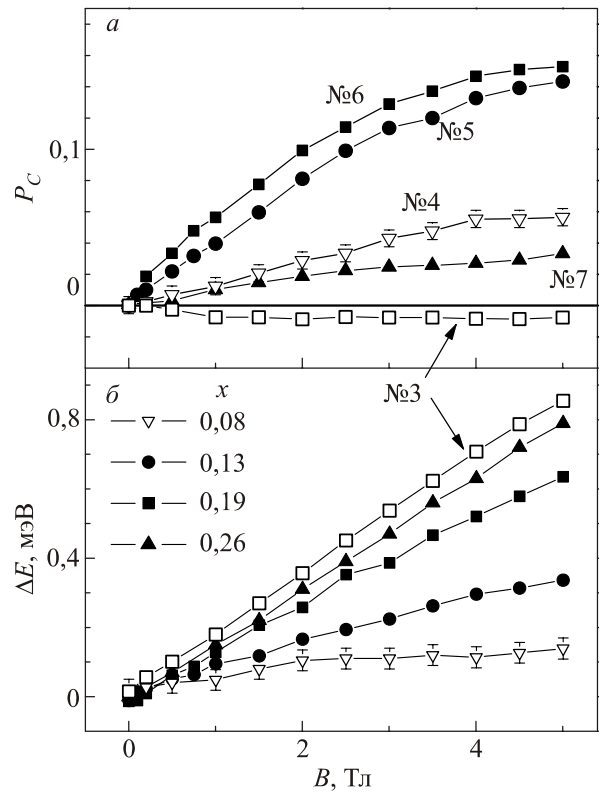


Рис. 5. Зависимости $P_C(B)$ (а) и зеемановского расщепления $\Delta E(B)$ (б) линии оптического перехода в КЯ в структурах №4–№7 при $T = 5$ К. Для сравнения приведены аналогичные зависимости в немагнитной структуре №3.

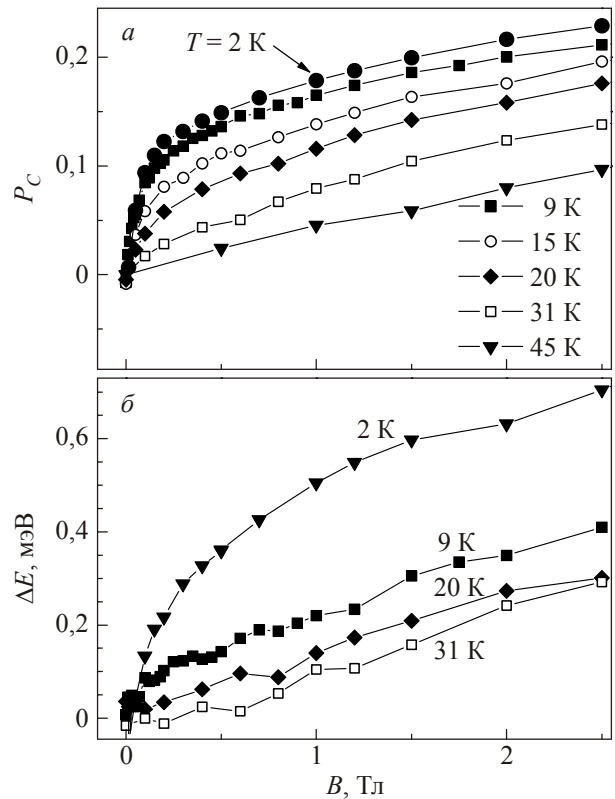


Рис. 6. Зависимости $P_C(B)$ (а) и зеемановского расщепления $\Delta E(B)$ (б) линии оптического перехода в КЯ в магнитной структуре №8, выращенной на точно ориентированной подложке $n\text{-GaAs}(100)$, при разных температурах.

с близким ФМ δ -слоем Mn, увеличение толщины спейсера ведет к быстрому падению циркулярной поляризации излучения. С другой стороны, уменьшение $d_S < 2$ нм приводит к существенному уменьшению интенсивности ФЛ из КЯ, что связано с проникновением атомов Mn в КЯ и подавлению излучательной рекомбинации.

В магнитной структуре, выращенной на точно ориентированной подложке n -GaAs, зависимости $P_C(B)$ и $\Delta E(B)$ демонстрируют быстрый рост уже в слабых магнитных полях $B < 0,2$ Тл и медленный при $B > 0,5$ Тл при низких температурах (рис. 6). С ростом температуры выше 30 К быстрый рост в малых полях исчезает, что хорошо совпадает с T_C таких структур, определенных из температурных зависимостей высокочастотного отклика и статического магнитного момента [29]. Аналогичное поведение наблюдается во всех структурах, выращенных на точно ориентированных подложках, как мы уже показали в первом сообщении [36].

4. Обсуждение полученных результатов

4.1. Общие замечания

При обсуждении полученных результатов важно отметить, что детальные рентгеноструктурные исследования показали заметное размытие (~ 2 – 3 нм) δ -слоев Mn вследствие сильной диффузии Mn в GaAs, при этом размытие тем сильнее, чем больше номинальная толщина δ -слоя [16]. В силу такого размытия δ -слой Mn является тонким слоем твердого раствора $\text{Ga}_{1-x}\text{Mn}_x\text{As}$ с высокой концентрацией марганца $x \sim 0,04$ – $0,11$. Структурные исследования подтвердили также отсутствие Mn в КЯ при ширине спейсера $d_S \geq 3$ нм, что подтверждается достаточно хорошим квантовым выходом исследованных структур в отличие от КЯ с Mn, в которых излучательная рекомбинация полностью подавляется при $x > 0,1\%$ [15]. Детальные транспортные исследования структур с одиночным δ -слоем Mn без КЯ, полученных используемым комбинированным методом, показали [7], что в таких структурах наблюдается p -тип проводимости, отражающий акцепторную природу примеси Mn в матрице GaAs. Данный экспериментальный факт прямо свидетельствует о преимущественном нахождении атомов Mn δ -слоя в ионизированном состоянии Mn^{2+} . Именно эти атомы Mn взаимодействуют с дырками, что приводит к ферромагнетизму δ -слоя. Отметим, что дырочный тип проводимости наблюдается также и во всех исследованных структурах с КЯ, выращенных на изолирующих подложках i -GaAs (п. 3.1).

Представленные выше экспериментальные данные показывают, что в исследованных магнитных структурах на основе полупроводников группы III–V с ФМ δ -слоем Mn наблюдается поведение, в целом характерное для парамагнитных соединений $\text{A}_{1-x}\text{Mn}_x\text{B}$ группы

II–VI: быстрый рост $P_C(B)$ в магнитном поле при низких температурах [37]. Быстрый рост зеемановского расщепления $\Delta E(B)$ в образце №8 в полях $B < 0,5$ Тл с последующим выходом на линейную зависимость (рис. 6,б), аналогично немагнитному образцу №3 (рис. 5,б), также характерен для парамагнитных II–VI полупроводников с большим вкладом (s, p - d)-обменного взаимодействия носителей с ионами Mn в энергию электронов и дырок $\Delta E_M(B) \sim 10$ – 100 мэВ [37]. Нелинейный вклад в $\Delta E(B) < 0,5$ мэВ при всех температурах связан с туннельным характером связи носителей с δ -слоем Mn и, соответственно, его экспоненциальной малостью. На рис. 6 отчетливо видно, что нелинейный вклад в $P_C(B)$ и $\Delta E(B)$ исчезает при повышении температуры, при этом зависимость $\Delta E(B)$ трансформируется в линейную, характерную для немагнитных КЯ. В то время как в II–VI полупроводниках $P_C(B)$ достигает практически 100% при $B > 1$ Тл при низких температурах ($T < 5$ К), что связано с полной релаксацией носителей на нижние уровни в условиях гигантского спинового расщепления [38], в исследованных магнитных структурах $P_C(B) < 0,3$ в полях $B < 5$ Тл. Другое существенное отличие исследованных структур от соединений II–VI состоит в большей «устойчивости» к температуре: с ростом T величина $P_C(B)$ монотонно уменьшается, она остается заметной ($> 10\%$ при $T = 45$ К и $B = 5$ Тл для структуры №8, рис. 6,а), тогда как в парамагнитных II–VI соединениях магнитооптический эффект практически исчезает выше 20 К. Отметим также еще одно отличие: при используемом уровне оптического возбуждения $P_{\text{exc}} \sim 10$ Вт/см² величина $P_C(B)$ слабо зависит от P_{exc} в пределах ошибки ($\sim 0,5\%$), что специально проверялось при изменении P_{exc} выше или ниже на порядок. В парамагнитных соединениях группы II–VI $P_C(B)$ быстро падает с ростом P_{exc} , что также связано с эффективной релаксацией носителей на магнитных ионах, которая приводит к перегреву спиновой подсистемы ионов Mn [38]. Кроме того, в парамагнитных II–VI полупроводниках нелинейное поведение $P_C(B)$ и $\Delta E(B)$ насыщается в высоких полях из-за выстраивания спинов ионов Mn вдоль магнитного поля, при этом поле насыщения B_{sat} растет с ростом температуры [37]. Однако количественные оценки B_{sat} для парамагнитных систем не соответствуют экспериментальным данным для исследованных структур с δ -слоем Mn, что будет детально обсуждаться в п. 4.3.

4.2. Диамагнитный сдвиг и локализация носителей

Как уже отмечалось, в магнитном поле полоса излучения из КЯ сдвигается в фиолетовую сторону и расщепляется на циркулярно поляризованные компоненты. На рис. 7 приведены энергии компонент E^+ и E^- для некоторых образцов при низких температурах. Квадратичная зависимость средней энергии $(E^- + E^+)/2$ в

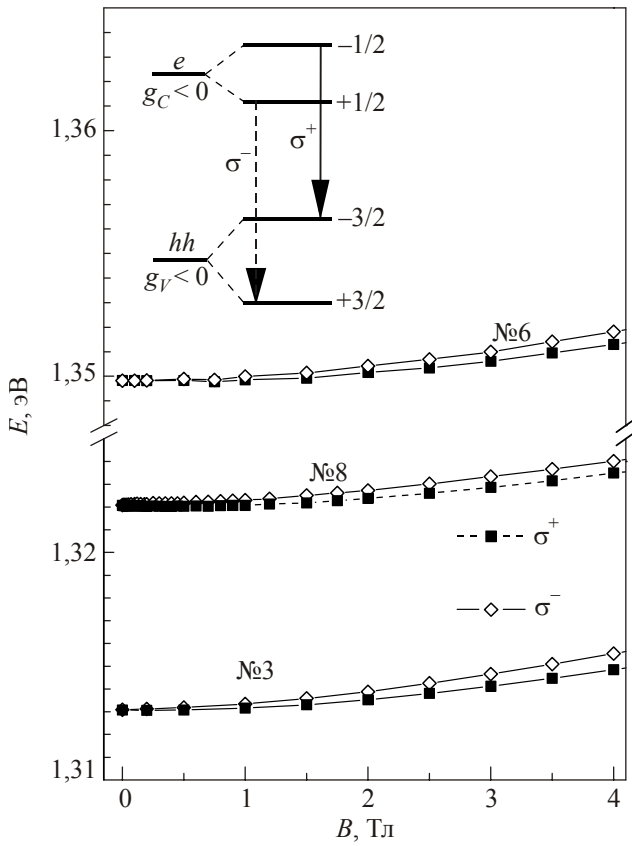


Рис. 7. Магнитополевые зависимости σ^+ - и σ^- -поляризованных компонент энергий внутриянных переходов при низких температурах 5–8 К. На вставке показана схема переходов между спин-расщепленными состояниями электронов и тяжелых дырок в InGaAs/GaAs КЯ.

области малых полей связана с локализацией рекомбинирующих носителей на флуктуациях потенциала в КЯ (диамагнитный сдвиг) согласно общей формуле:

$$E^\pm(B) = E_0 + \frac{1}{2} g \mu_B B + \gamma_2 B^2, \quad (1)$$

где g — это g -фактор соответствующего перехода, $\mu_B = 0,05788$ мэВ/Тл — магнетон Бора и γ_2 — константа диамагнитного сдвига. Величина γ_2 , найденная подгонкой по формуле (1), лежит в диапазоне 40–70 мкэВ/Тл² для разных магнитных структур и $\gamma_2 \approx 90$ мкэВ/Тл² для немагнитной структуры №3. Константу γ_2 выражают через средний радиус области латеральной локализации волновой функции электронов $\langle r_e^2 \rangle$ и дырок $\langle r_h^2 \rangle$ в следующем виде [39]:

$$\gamma_2 = e^2 / 8 \left\{ \langle r_e^2 \rangle / m_e + \langle r_h^2 \rangle / m_h \right\}, \quad (2)$$

куда входят массы m_e и m_h электронов и дырок в плоскости соответственно. Если предположить одинаковые области локализации электронов и дырок в КЯ, из γ_2 получим оценку для $\langle r_{e,h} \rangle \sim 10$ –14 нм в магнитных структурах и $\langle r_{e,h} \rangle \sim 16$ нм для структуры №3, что свидетельствует о сильном немагнитном вкладе в ло-

кализацию носителей. При оценке использовались значения $m_e = 0,07m_0$ (m_0 — масса свободного электрона) в немагнитных гетероструктурах с КЯ InGaAs/GaAs при содержании индия $x_{In} = 0,13$ –0,18 [40] и масса дырки $m_h = 0,5m_0$, которая определялась в GaAs/AlGaAs КЯ при высокой плотности дырок $> 10^{11}$ см⁻² в экспериментах по оптическому детектированию микроволнового поглощения [41]. К обсуждению природы локализирующего флуктуационного потенциала мы вернемся в п. 4.5, при рассмотрении специфики излучательной рекомбинации в структурах с δ -слоем Mn.

4.3. Зеемановское расщепление в ферромагнитных гетероструктурах

Схема оптических переходов, приведенная на вставке к рис. 7, демонстрирует, что расщепление между циркулярно-поляризованными компонентами ФЛ (менее 1 мэВ) определяется конкуренцией между g -факторами электрона (g_e) и дырки (g_h), при этом обе величины отрицательны [42]. Известно, что $|g_e|$ растет с ростом содержания In, а $|g_h|$ ведет себя более сложным образом в КЯ InGaAs/GaAs [43], но обычно $|g_e| < |3g_h|$ [42] и σ^+ -компонента ниже по энергии: $\Delta E(B) = (E^-(B) - E^+(B)) = (g_e - 3g_h)\mu_B B > 0$ (мы придерживаемся стандартной системы выбора знаков g -фактора, см., например, [44]). Отметим, что 2D конфаймент и упругие напряжения в гетеропаре InGaAs/GaAs выталкивают уровень легких дырок в КЯ значительно ниже по энергии, чем у тяжелых дырок (в зонном представлении тяжелые дырки выше) и оптические переходы в КЯ отвечают переходам между тяжелыми дырками и электронами (вставка на рис. 7). В этой картине находит естественное объяснение знак $P_C(B) < 0$ в немагнитной структуре (рис. 5,а). При низкой температуре в условиях высокой плотности дырок в КЯ ($p_S \sim 10^{11}$ – 10^{12} см⁻²), когда энергия Ферми больше тепловой: $E_F > 1$ мэВ $> kT$, заполнение дырочных состояний у дна спин-расщепленных подзон (квазиимпульс $k = 0$) одинаковое. Поэтому для вертикальных оптических переходов вблизи $k = 0$ знак $P_C(B)$ определяется заполнением электронных 2D подзон.

При линейно-поляризованном фотовозбуждении генерируются равные доли для обеих проекций спина электрона, и только спиновая релаксация электронов на нижний уровень $s^Z = +1/2$, отвечающий σ^- -поляризованной компоненте, приводит к ее доминированию. Эффект небольшой ($|P_C(B)| < 1\%$), что связано с общим для немагнитных КЯ замедлением спиновой релаксации в магнитном поле [45]. С другой стороны, в исследуемых магнитных структурах с заряженным δ -слоем Mn высокой плотности в барьере GaAs именно наличие сильного флуктуирующего потенциала вызывает нарушение сохранения квазиимпульса для оптических переходов в КЯ, что, в свою очередь, и приводит к возникновению циркулярной поляризации (см. п. 4.5).

Важная информация о характере магнитного упорядочения в δ -слое может быть получена из анализа зеемановского расщепления $\Delta E(B)$ энергий оптических переходов в КЯ. Спиновое расщепление $\Delta E(B)$ в КЯ более информативно, чем $P_C(B)$, так как циркулярная поляризация также существенно зависит от соотношения времен спиновой релаксации и времени жизни носителей, что наглядно проявляется в чрезвычайно слабой $P_C(B)$ немагнитной структуре. В то время как в немагнитной структуре зависимость $\Delta E(B)$ практически линейная при всех температурах, в магнитных структурах, выращенных на точно ориентированной подложке GaAs (100) (таких как структура №8), $P_C(B)$ и $\Delta E(B)$ всегда демонстрируют более сложное, двухстадийное поведение, как на рис. 6,б [36]. Естественно связать такое поведение с туннельной связью 2D дырок из КЯ с соседним δ -слоем Mn, обладающим ФМ упорядочением. Такая связь и приводит к спиновой поляризации дырок, как обсуждается ниже.

Рассмотрение задачи о влиянии магнитной примеси на электронные состояния в ферромагнитных гетероструктурах на основе $\text{Ga}_{1-x}\text{Mn}_x\text{As}$ показывает, что в первом порядке теории возмущений вклад обменного ($s, p-d$)-взаимодействия носителей с магнитными ионами Mn пропорционален скалярному произведению полного (спинового плюс орбитального) момента дырки j и макроскопической намагниченности M (для электронов только спинового момента S), аналогично парамагнитным соединениям группы II–VI [46,47]:

$$H_{\text{exch}}^e = \frac{\alpha\eta_e}{g_{\text{Mn}}\mu_B}(\mathbf{s}, \mathbf{M}), \quad H_{\text{exch}}^h = \frac{\beta\eta_h}{3g_{\text{Mn}}\mu_B}(\mathbf{j}, \mathbf{M}), \quad (3)$$

где α и β — константы ($s, p-d$)-обмена, $g_{\text{Mn}} = 2$ — g -фактор атома Mn^{2+} , а коэффициенты η_e и η_h определяют долю волновой функции электронов и дырок в области магнитных ионов. Определяющую роль в возникновении спиновой поляризации, на наш взгляд, должны играть именно дырки в КЯ, взаимодействующие с магнитными моментами Mn в ФМ δ -слое. В пользу такого предположения говорят два обстоятельства: 1) дырки в КЯ, возникшие в силу δ -легирования Mn, притягиваются электростатически к отрицательно заряженным акцепторам Mn^{2+} , в то время как электроны отталкиваются; 2) константа обменного взаимодействия дырок $|\beta| \sim 1,2$ эВ существенно больше, чем у электронов $|\alpha| \leq 0,2$ эВ [3,15]. Первое предположение подтверждает расчет зонной схемы рассматриваемых структур (см. п. 4.6, рис. 12), который показывает, что $\eta_h \gg \eta_e$.

В узких КЯ (≤ 10 нм) в силу пространственного квантования момент j тяжелой дырки направлен по нормали $0z$ к плоскости КЯ [48]. В то же время тонкие слои $\text{Ga}_{1-x}\text{Mn}_x\text{As}$ в матрице GaAs подвержены сжатию, и ось легкого намагничивания лежит всегда в плоскости [49,50], поэтому при $B = 0$ не должно возникать спиновой поляризации тяжелых дырок в КЯ. В резуль-

тате $P_C(0) = 0$, что всегда выполняется с экспериментальной точностью. Отсутствие гистерезиса для $P_C(B)$ в геометрии Фарадея подтверждает, что ось легкого намагничивания лежит в плоскости исследованных структур. Изучение анизотропии ФЛ также подтверждает этот факт. Так, измерения поляризации в геометрии Фойхта (магнитное поле лежит в плоскости КЯ) показали незначительный магнитооптический эффект, который в геометрии Фарадея ярко выражен (рис. 8). Направленные по нормали сильные внутренние магнитные поля в ФМ слое, приводящие к спиновой поляризации дырок, наблюдаемой в геометрии Фарадея, возникают вследствие выхода магнитного момента $M(B)$ из плоскости, с последующим насыщением его проекции на нормаль $M_Z(B)$ в некотором поле B_{sat} , определяемом коэффициентом размагничивания δ -слоя [51]. Таким образом, быстрый рост $P_C(B)$ и $\Delta E(B)$ в малых полях $B < B_{\text{sat}}$ можно представить как результат действия на дырки эффективного магнитного поля $B_h^*(B)$, которое, кроме внешнего поля B , включает также вклад обменного поля $B_M(B)$, индуцируемого магнитными ионами Mn [23]:

$$B_h^*(B) = B + B_M(B) = B + \beta\eta_h M(B) / (3\mu_B^2 g_{\text{Mn}} g_h), \quad (4)$$

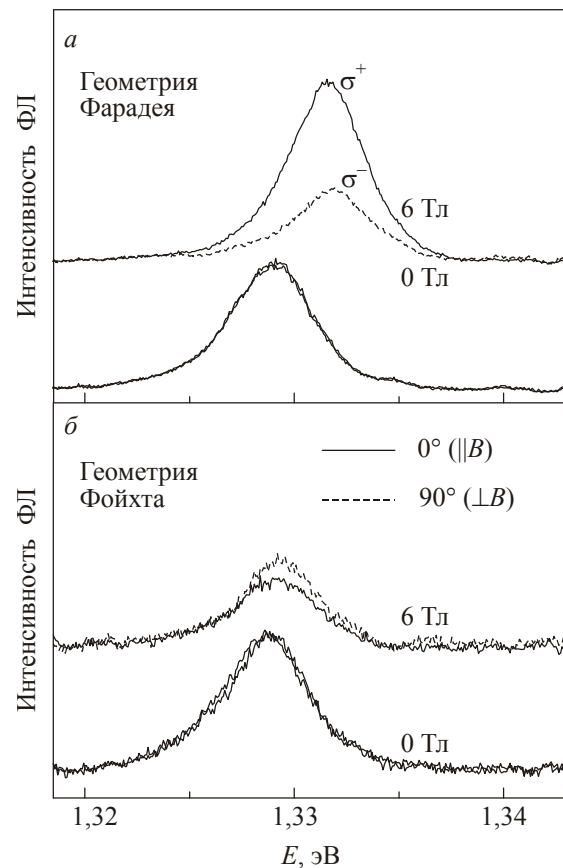


Рис. 8. Спектры магнито-ФЛ структуры №9 в геометрии Фарадея (а) и в геометрии Фойхта при $T = 2$ К (б). На рис. (б) отмечен угол между осью линейного поляризатора и направлением магнитного поля.

где коэффициенты β и η_h определены выше. В парамагнитной фазе средний спин ионов Mn $\langle \mathbf{S} \rangle = 0$. В магнитном поле $\langle \mathbf{S}(\mathbf{B}) \rangle$ выстраивается параллельно полю \mathbf{B} и описывается модифицированной функцией Бриллюэна B_{rS} :

$$\langle \mathbf{S}(\mathbf{B}) \rangle = S_{\text{eff}} B_{rS} \left\{ \frac{S \mu_B g_{\text{Mn}} B}{k_B T_{\text{eff}}} \right\} \frac{\mathbf{B}}{B}, \quad (5)$$

что ведет к макроскопической намагниченности $\mathbf{M}(\mathbf{B}) = -x_{\text{Mn}} \mu_B g_{\text{Mn}} \langle \mathbf{S}(\mathbf{B}) \rangle$, где величина x_{Mn} — число катионов Mn в единичном объеме, k_B — постоянная Больцмана. Поправки в эффективный спин Mn, $S_{\text{eff}} = S = 5/2$, и эффективную температуру, $T_{\text{eff}} = T + T_0 > T$, связаны с вкладом от антиферромагнитного взаимодействия спинов соседних ионов Mn [23].

Далее мы детально обсудим полученные результаты для магнитной структуры №8, для которой влияние ФМ δ -<Mn>-слоя на магнитооптику в целом и на $\Delta E(B)$, в частности, наиболее ярко выражено. Напомним, что аналогичное характерное ФМ поведение наблюдается во всех структурах, выращенных на точно ориентированных подложках, как мы уже показали в первом сообщении [36]. Причину такого отличия структур, выращенных на точно ориентированных и разориентированных подложках, мы обсудим в следующем пункте. Для сравнения интересно оценить вклад в $\Delta E(B)$ расщеплений электронов и дырок в КЯ в силу их собственно зонных g -факторов $\Delta E(B)$ в малых полях $B = 0,2 \text{ Тл} \sim B_{\text{sat}}$:

$$\Delta E(B) = (g_e - 3g_h) \mu_B B = -g \mu_B B. \quad (6)$$

Для немагнитных КЯ с содержанием $x_{\text{In}} = 0,18$ известны $g_e \approx -3,0$, $g_h \approx -2,3$ [42] и, следовательно, $\Delta E(B_{\text{sat}}) \approx 0,05 \text{ мэВ}$, в то время как эксперимент при $T < 10 \text{ К}$ дает $\Delta E(B_{\text{sat}}) > 0,1 \text{ мэВ}$ (рис. 6,б). Эта оценка показывает, что основной вклад в расщепление $\Delta E(B)$ в слабых полях $B_{\text{sat}} \sim 0,2 \text{ Тл}$ вносит именно обменное (p - d)-взаимодействие дырок с δ -слоем.

Из выражения (5) следует, что $\mathbf{M} \propto \mathbf{B}$ в малых полях и насыщается в области $B > B_{\text{sat}} = k_B T / (\mu_B g_{\text{Mn}} S)$. На рис. 6 видно, что насыщение магнитного вклада в $P_C(B)$ и $\Delta E(B)$ наблюдается уже при $B \sim 0,2 \text{ Тл}$, в то время как такая оценка B_{sat} дает значение выше 2 Тл при $T = 9 \text{ К}$, что показывает ее несостоятельность. Зависимости $\Delta E(B)$ в структуре №8 практически параллельны при $B > 0,2 \text{ Тл}$ в диапазоне температур 2–30 К (рис. 6,б), аналогично немагнитной структуре №3 (рис. 9,а). Изменение $\Delta E(B)$ в этом диапазоне полей, после насыщения $M_Z(B)$, определяется разностью g -факторов электронов и дырок в КЯ, аналогично поведению в нормальной фазе, выше $T_C \sim 30 \text{ К}$ (6). По наклону $\Delta E(B)$ можно определить значения g -фактора внутриянного перехода: $g = -1,9$ в структуре №8 и $g = -2,9$ в №3, типичные для немагнитных КЯ InGaAs/GaAs

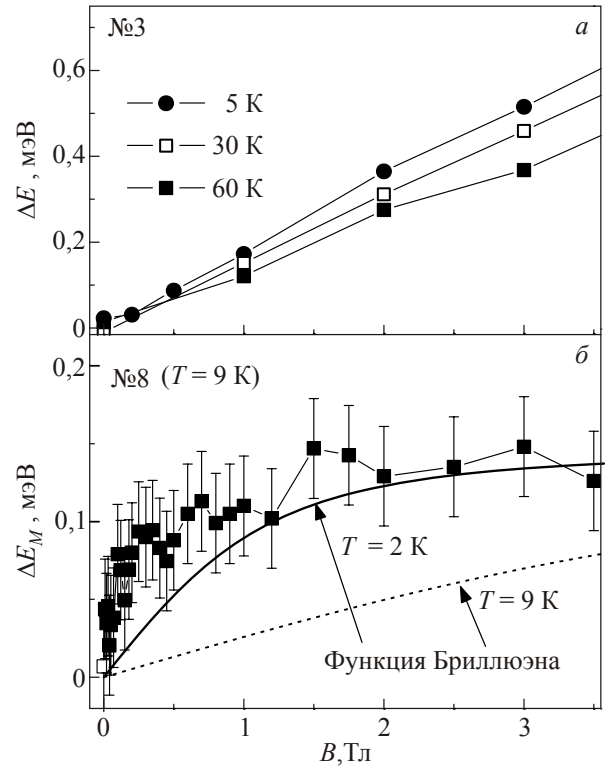


Рис. 9. Зеemanовское расщепление $\Delta E(B)$ энергий оптических переходов в КЯ для немагнитной структуры №3 при разных температурах (а); $\Delta E_M(B)$ — нелинейный вклад в $\Delta E(B)$ для магнитной структуры №8 при $T = 9 \text{ К}$ (см. текст). Сплошная и штриховая линии показывают функцию Бриллюэна при $T = 2$ и 9 К (б).

[42]. После вычитания линейного вклада (6) в $\Delta E(B)$ оставшаяся разница будет представлять вклад $\Delta E_M(B)$ в зеemanовское расщепление в результате туннельной связи с δ -слоем. Результат такого вычитания при $T = 9 \text{ К}$ представлен на рис. 9,б. Видно, что вклад обменного поля δ -слоя на рис. 6,б существенно нелинеен и насыщается выше B_{sat} . Важно, что зависимости $\Delta E_M(B)$ не описываются стандартной функцией Бриллюэна (5), характерной для парамагнетиков $\Delta E_M(B) \propto B_{rS} \left\{ S \mu_B g_{\text{Mn}} B / (k_B T_{\text{eff}}) \right\}$, даже в пределе $T_{\text{eff}} = T$, отвечающем отсутствию антиферромагнитного спаривания соседних атомов Mn (рис. 9,б). На рисунке видно, что нелинейный вклад в $\Delta E(B)$ быстро насыщается при $B > 1 \text{ Тл}$ и изменение $\Delta E_M(B)$ при $T = 9 \text{ К}$ не может быть описано плавной функцией Бриллюэна даже для $T = 2 \text{ К}$. Отсюда следует, что поведение $\Delta E(B)$ и $P_C(B)$ нельзя связать с влиянием обменного взаимодействия электронов и дырок в КЯ с парамагнитными ионами Mn, продиффундировавшими, например, в КЯ во время роста структуры. Его естественно приписать влиянию ферромагнитного δ -<Mn>-слоя, находящегося на расстоянии 3 нм от КЯ. В исследованных структурах отсутствие атомов Mn в КЯ независимо подтверждается также тщательными рентгено-структурными изме-

рениями распределения Mn и In вдоль оси роста [16]. Отметим, что прямые измерения магнитного момента в структуре №8 и других аналогичных структурах с помощью СКВИД магнитометра также показали ФМ упорядочение [29], а наличие максимума сопротивления при $T_C \sim 35$ К (рис. 1) и аномального эффекта Холла [16] прямо свидетельствует о «чувствительности» дырок в КЯ к ферромагнитному порядку. В то же время отсутствие проявлений ферромагнетизма в этих образцах при комнатной температуре исключает наличие ФМ кластеров MnAs ($T_C = 315$ К) или Mn_xGa_{1-x} ($T_C \sim 600$ К).

4.4. Магнитопольные зависимости $P_C(B)$

Из приведенной выше картины оптических переходов (рис. 7) непосредственно следует, что для получения высоких положительных значений $P_C(B)$, наблюдаемых в структурах с δ -слоем Mn, в излучательной рекомбинации требуется преобладание дырок с проекцией момента $+3/2$. Для дальнейшего рассмотрения необходимо проанализировать поведение $P_C(B)$. На рис. 5 и 6 видно, что, несмотря на высокие значения, характер поведения $P_C(B)$ при низких T для разных структур, выращенных на точно ориентированной и разориентированной подложках, различен. В то время как структуры на разориентированных подложках показывают плавный рост $P_C(B)$ во всем диапазоне полей, структуры на точно ориентированных подложках демонстрируют характерное двухстадийное поведение. Отметим, что близкое поведение наблюдалось в ФЛ горячих электронов в эпислоях $Ga_{1-x}Mn_xAs$ [10], где $P_C(B)$ непосредственно связана с намагниченностью $Ga_{1-x}Mn_xAs$.

В случае оси легкого намагничивания, лежащей в плоскости гетероструктуры, намагниченность $M_Z(B)$ δ -слоя Mn в направлении, перпендикулярном плоскости КЯ, возникает и растет с полем как $M_Z(B, T) = M^2(T)B / 2K$, где K — соответствующий коэффициент анизотропии. Насыщение намагниченности (полный поворот магнитного момента из плоскости слоя по нормали к нему) происходит при $B_{sat} = 2K / M(T)$. Обычно в эксперименте $B_{sat} \sim 0,2-0,3$ Тл [10,50], что хорошо согласуется с результатом для структуры №8. Следовательно, характерное двухстадийное поведение $P_C(B)$ и $\Delta E(B)$, наблюдаемое в структуре №8, как и во всех структурах, выращенных на точно ориентированных подложках, обусловлено эффективными обменными магнитными полями, направленными по нормали к эпислоям и возникающими вследствие поворота магнитного момента от оси легкого намагничивания, лежащей в плоскости ФМ δ -слоя [50]. Именно взаимодействие тяжелых дырок с поперечной компонентой макроскопической намагниченности $M_Z(B)$ приводит к возникновению такого эффективного магнитного поля, согласно формулам (3). Дальнейший рост $P_C(B)$

выше B_{sat} связан с ростом спинового расщепления носителей в КЯ в силу зонного g -фактора, модифицированного пространственным конфайнментом [42].

При температурах выше $T_C \sim 30-35$ К двухстадийное поведение $P_C(B)$ и $\Delta E(B)$, характерное для всех структур, выращенных на точно ориентированных подложках, исчезает. Найденная таким способом температура Кюри δ -слоя совпадает с T_C , определенной из зависимости магнитного момента структуры [29] или из максимума ее слоевого сопротивления (рис. 1). Таким образом, полученные магнитооптические данные свидетельствуют не только о сильной туннельной связи 2D дырок в КЯ с ферромагнитным δ -слоем Mn, но и позволяют оценить его T_C , что дает в дополнении к транспортным методам еще один способ независимого тестирования магнитного упорядочения в ФМ гетероструктурах. Отметим, что близкие $T_C \sim 35$ К были получены в так называемых «цифровых» многопериодных гетероструктурах, выращенных методом молекулярно-пучковой эпитаксии и содержащих 100 периодов атомарных слоев MnAs (0,5 МС), разделенных толстыми слоями GaAs (более 40 МС) [52]. В теоретической работе [53] расчеты с применением метода функционала плотности показали, что в одиночном δ -слое с плотностью дырок $\sim 10^{13}$ см⁻² можно получить значения $T_C \sim 35-40$ К при разумном выборе параметров, в частности, размытия δ -слоя $\sim 1-2$ нм.

В случае структур, выращенных на разориентированных подложках, разориентация обычно приводит к появлению ступенек роста и террас в плоскости структуры [54]. Следовательно, можно ожидать образования сильно анизотропных, вытянутых в направлении ступенек роста ФМ кластеров $Ga_{1-x}Mn_xAs$. Действительно, при изучении гальваномагнитных свойств структур GaAs с δ -легированными Mn слоями, полученных сочетанием методов МОСГЭ и лазерного распыления, наблюдалась анизотропия магнитопольных зависимостей холловского сопротивления [55], что, на наш взгляд, обусловлено влиянием расположения ступеней роста на распределение примеси марганца в плоскости слоя. Дальнейшие микроскопические исследования требуются для выяснения этого вопроса. Анализ транспортных свойств структур, выращенных на разориентированных подложках, в рамках перколяционной теории проводимости в условиях флуктуирующего потенциала прямо указывает на существенную неоднородность в них локализуемого потенциала для дырок с характерным пространственным масштабом ~ 20 нм в случае достаточно толстых δ -слоев Mn, толщиной ~ 1 МС [31]. По всей видимости, δ -слой Mn в таких структурах представляет собой неоднородный ультратонкий слой $Ga_{1-x}Mn_xAs$, разбитый на ферромагнитные участки (кластеры) твердого раствора $Ga_{1-x}Mn_xAs$ с высокой концентрацией Mn, разделенных парамагнитными участками с низкой концентрацией Mn. Кроме

того, такое разбиение также должно приводить к неоднородности локальных упругих напряжений в δ -слое и, как следствие, к неоднородности B_{sat} . Действительно, имеющиеся экспериментальные данные свидетельствуют, что величина B_{sat} существенно зависит от упругих напряжений в слое и может изменяться в достаточно широких пределах 0,006–0,4 Тл [50,58]. В теории гранулярных ФМ [59] показано, что в сильно анизотропных системах (вытянутых эллипсоидах) следует ожидать увеличения в несколько раз фактора размагничивания K и, соответственно, существенного роста величины поля насыщения B_{sat} нормальной компоненты намагниченности для каждого отдельного ФМ кластера $\text{Ga}_{1-x}\text{Mn}_x\text{As}$. Вышеприведенные соображения в совокупности с неоднородностью δ -слоя Mn, приводящей к сильному разбросу формы и размеров кластеров, объясняют сильное размытие зависимостей $P_C(B)$ и отсутствие четко выраженного B_{sat} во всех исследованных структурах, выращенных на разориентированных подложках (рис. 5,а). Отметим, что неоднородность является общей чертой гетероструктур на основе $\text{Ga}_{1-x}\text{Mn}_x\text{As}$ [56,57].

Неоднородность δ -слоя Mn подтверждается также и во время разрешенных исследованиях ФЛ. Такие структуры демонстрируют быстрое затухание импульсов свечения на начальном участке, доля которого уменьшается с ростом плотности накачки (рис. 2,б). Дальнейший слабый хвост импульса имеет более длительные времена $\tau \sim 200$ пс. Естественно связать такое поведение с неоднородностью в плоскости КЯ и сильной безызлучательной рекомбинацией именно в районе ФМ участков $\text{Ga}_{1-x}\text{Mn}_x\text{As}$ δ -слоя Mn. Аналогично представленным результатам, отсутствие насыщения $P_C(B)$ для горячей ФЛ выше B_{sat} [10] также свидетельствует о микроскопической неоднородности и разбиении на ФМ и парамагнитные области даже в толстых (толще 100 нм) эпислоях $\text{Ga}_{1-x}\text{Mn}_x\text{As}$, что недавно получило прямое экспериментальное подтверждение [56,57].

4.5. Поляризация излучательной рекомбинации в структурах с δ -слоем Mn

Переходя к количественному обсуждению зависимостей $P_C(B)$, отметим, что элементарная оценка для степени циркулярной поляризации в рамках больцмановской двухуровневой модели $P_C(B) = \text{th}\{\Delta E(B)/(2k_B T)\}$ [60] не согласуется с экспериментом в области малых полей и температур $B_0 \approx 0,5$ Тл и $T_0 = 5$ К. Действительно, для структур №5 и №6: $\Delta E(B_0) \approx 0,05$ мэВ и $P_C(B_0) \approx 2\text{--}3\%$ (рис. 5), тогда как такая оценка дает $P_C(B) = \text{th}\{\Delta E(B)/(2k_B T)\} \approx \Delta E(B)/(2k_B T) \approx 0,06$. Для структуры №8 неприменимость больцмановской модели немедленно следует из наблюдаемой в эксперименте слабой зависимости $P_C(B_{\text{sat}})$ от температуры. При изменении T более чем в 4 раза, от 2 К до 9 К измене-

ние $P_C(B_{\text{sat}})$ менее 2% (рис. 6,а). Такая слабая зависимость возможна только для вырожденных плотных ферми-систем носителей, в данном случае дырок. Действительно, холловские измерения показали наличие высокой плотности дырок в КЯ $p_S > 3 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$ (см. табл. 1) во всех структурах на полуизолирующей подложке. При такой плотности энергия Ферми дырок $E_F = \pi \hbar^2 p_S / m_h \sim 3\text{--}5$ мэВ существенно больше тепловой энергии $kT \sim 1$ мэВ (при $T \sim 10$ К). Для оценки E_F мы использовали значения дырочной массы в плоскости $m_h = 0,5m_0$ (m_0 — масса свободного электрона) в GaAs/AlGaAs КЯ при высокой плотности дырок $p_S \geq 1,0 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$ [41]. В то же время в рассматриваемой картине рекомбинации изменением квазиимпульса $\Delta k \approx 0$ для фотовозбужденных электронов, релаксировавших на дно спин-расщепленных 2D подзон в КЯ, и спин-расщепленных дырок высокой плотности у потолка валентной зоны ($k = 0$), невозможно объяснить значительные положительные значения $P_C(B)$, как это было показано выше на примере немагнитной структуры (п. 4.3).

Для объяснения кажущегося противоречия необходимо вспомнить наличие существенного беспорядка в изучаемых магнитных структурах специфического дизайна. Именно присутствие близкого к КЯ встроенного δ -слоя акцепторов Mn с высокой плотностью ионов марганца $N_{\text{Mn}} > 10^{14} \text{ см}^{-2}$ и степенью самокомпенсации $\sim 0,1\text{--}0,3$ [7] приводит к возникновению в плоскости КЯ сильного флуктуирующего кулоновского потенциала для носителей [56,61]. Более того, что наиболее важно в различных физических ситуациях, существенный беспорядок, о котором в исследуемых структурах также свидетельствует большая полуширина линий ФЛ (более 10 мэВ, рис. 2 и 3), является общей характерной чертой твердого раствора (Ga,Mn)As [3]. Так, например, изучение магнитного циркулярного дихроизма [62,63] и прямые измерения оптического поглощения [64] поставили под сомнение применимость стандартного подхода к рассмотрению оптических процессов в рамках вертикальных оптических переходов с сохранением квазиимпульса k . В работах [65,66] было показано, что данное противоречие может быть разрешено частичным или даже полным снятием закона сохранения k в условиях сильного беспорядка. В рамках феноменологической модели [65] как вертикальные, так и непрямые оптические переходы вносят вклад в наблюдаемую в оптике картину. Здесь мы покажем, как такая модель может быть использована для объяснения наблюдаемых положительных значений $P_C(B)$.

Для оценки влияния электрического поля встроенных зарядов δ -слоя Mn мы воспользуемся классическими результатами теории флуктуационного потенциала для квази-2D систем [67]. Флуктуации в распределении заряженных ионов Mn в плоскости δ -слоя приводят к формированию в плоскости КЯ силь-

ного флуктуационного кулоновского потенциала для носителей с характерной амплитудой:

$$\gamma = \frac{e^2 N^{1/2}}{\varepsilon} \ln^{1/2} \left\{ \frac{N^{3/2}}{a^{1/2} p_S} \right\}, \quad (7)$$

где ε — статическая диэлектрическая проницаемость, $N = N_{\text{Mn}}$ и p_S — поверхностные плотности встроенных зарядов (положительно и отрицательно заряженных атомов Mn в δ -слое) и носителей в 2D канале (дырок в КЯ) соответственно, $a \sim 6$ нм — боровский радиус дырок. Напомним, что p_S , плотность дырок в КЯ, существенно меньше N (табл. 1). Флуктуационный потенциал имеет пространственный масштаб, равный характерной длине неэкранируемых свободными носителями флуктуаций, и находится в диапазоне от R_{min} до R_C , где $R_{\text{min}} \sim d_S$ и $R_C \approx N^{1/2}/p_S$ [67], при этом флуктуации с масштабом больше R_C эффективно экранируются носителями в 2D канале. Отсюда следует, что амплитуда флуктуационного кулоновского потенциала γ и максимальный размер неэкранируемых флуктуаций R_C растут с ростом плотности встроенных зарядов, а значит, они существенно больше в магнитных структурах с $N = N_{\text{Mn}} \sim 10^{14} \text{ см}^{-2}$, чем в немагнитной структуре, где $N = N_C \sim 10^{12} \text{ см}^{-2}$. Подставляя характерные значения N и p_S , получаем оценки $\gamma \sim 200\text{--}500$ мэВ и $R_C \sim 100\text{--}200$ нм для магнитных структур и $\gamma \sim 40$ мэВ, $R_C \sim 20$ нм для немагнитной структуры. Оценка амплитуды флуктуационного потенциала γ представляется завышенной, что, по-видимому, требует уточнения теории [67] в данном случае (с учетом конечной величины размытия δ -слоя, например), однако указывает на его большие значения. Отметим, что оценка $R_{\text{min}} \sim d_S$ [67] несколько меньше, но по порядку величины совпадает с оценкой области локализации носителей, полученной из диамагнитного сдвига и свидетельствующей о сильном немагнитном вкладе в локализации носителей (п. 4.2). Естественно предположить, что именно флуктуации состава в КЯ ответственны за такую локализацию.

Для $E_F \sim 3\text{--}5$ мэВ и массе дырки $m_h = 0,5m_0$ оценка квазиимпульса на уровне Ферми дает $k_F = (2m_h E_F) / \hbar \sim 2 \cdot 10^8 \text{ м}^{-1}$. Де-бройлевская длина волны на уровне Ферми при этом $\lambda_F = 2\pi / k_F \sim 25$ нм, что существенно меньше R_C для магнитных структур и близко к R_C для немагнитной структуры. Такое соотношение параметров в структурах с δ -слоем Mn приводит к тому, что неэкранируемые флуктуации именно кулоновского потенциала с волновыми векторами в диапазоне от k_C до k_F (где $k_C = 2\pi/R_C \sim 3 \cdot 10^7 \text{ м}^{-1} \ll k_F$) будут приводить к нарушению сохранения квазиимпульса k в оптических переходах [65,66], по аналогии с 3D системами [68]. Соответствующая задача для 2D систем к настоящему времени точно не решалась, но вышеприведенные качественные соображения должны

остаться в силе. Интересно отметить аналогию различного влияния рассеяния на короткодействующем (флуктуации состава) и дальнедействующем (кулоновском) потенциалами на излучательную рекомбинацию в рассматриваемом случае магнитных структур и смене поведения магнитосопротивления в немагнитных структурах именно в области малых магнитных полей $\sim 0,1$ Тл, обнаруженном в работе [69]. Как следствие, в условиях сильного беспорядка можно считать, что фотовозбужденные электроны, срелаксировавшие на дно 2D подзоны, могут излучательно рекомбинировать со всем ферми-морем дырок в КЯ (бимолекулярное приближение), как это схематически иллюстрируется на рис. 10. В этих условиях $P_C(B)$ равна разности спиновых поляризаций дырок $P_C^h(B)$ и электронов $P_C^e(B)$, где:

$$P_C^e(B) = \frac{N_{1/2}^e - N_{-1/2}^e}{N_{1/2}^e + N_{-1/2}^e}, \quad (8)$$

$$P_C^h(B) = \frac{N_{-3/2}^h - N_{3/2}^h}{N_{-3/2}^h + N_{3/2}^h}, \quad (9)$$

а $N_{\pm 1/2}^e$ и $N_{\pm 3/2}^h$ — полное число электронов и дырок на соответствующих уровнях (см. рис. 7). Более строгое рассмотрение дает формулу

$$P_C(B) = \frac{P_C^h(B) - P_C^e(B)}{1 - P_C^h(B) \cdot P_C^e(B)}. \quad (10)$$

Для сравнения формулы (10) с экспериментальными результатами для $P_C(B)$ в наиболее репрезентативной структуре №8, выращенной на точно ориентированной подложке (рис. 6,а), мы использовали для $P_C^e(B)$ и $P_C^h(B)$ различные аппроксимации, отражающие различные состояния электронной и дырочной систем. Так, при низком уровне фотовозбуждения, применяемом в эксперименте, плотность электронов в КЯ мала ($\leq 10^{10} \text{ см}^{-2}$), поэтому к ним, в принципе, можно при-

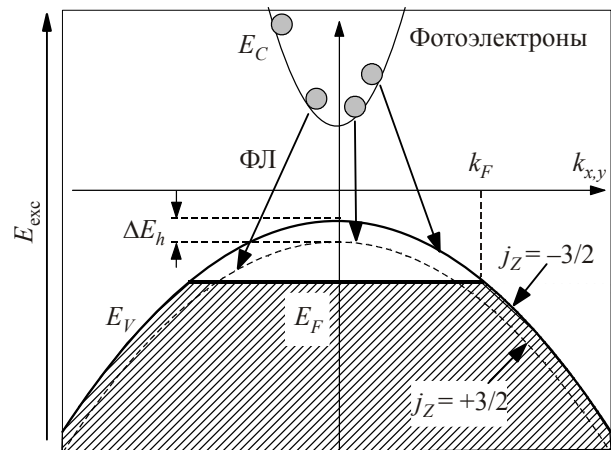


Рис. 10. Схема, иллюстрирующая излучательную рекомбинацию фотовозбужденных электронов в КЯ со спин-расщепленным дырочным газом в магнитных структурах при нарушении закона сохранения квазиимпульса k .

менять двухуровневую модель Больцмана для спин-расщепленных уровней электронов с $\Delta E_e(B) = -g_e \mu_B B$ ($g_e < 0$):

$$P_C^e(B) = \text{th}\{\Delta E_e(B) / (2k_B T)\} . \quad (11)$$

Важно отметить, что формула (11) верна только в случае теплового равновесия, что не так в нашем случае, как будет показано ниже. Противоположная ситуация реализуется для дырок с $E_F > k_B T$ при $T < 40$ – 50 К. В этом случае для плотного, вырожденного ферми-газа следует пользоваться точной формулой для заселенностей спин-расщепленных дырочных подзон в КЯ [70]:

$$N_{\pm 3/2}^h = \nu_S m_h k_B T \cdot \ln \{1 + \exp [E_{F, \pm 3/2}^h / (k_B T)]\} / (2\pi \hbar^2) , \quad (12)$$

где $\nu_S = 1$ — степень вырождения, а $E_{F, \pm 3/2}^h$ — энергия Ферми для каждой подзоны, измеренная от ее вершины (см. рис. 10). Для малых спиновых расщеплений $|g_{e,h} \mu_B B| < 1$ мэВ $\ll E_F$, что выполняется в полях $B \leq 1$ Тл (см. оценки в п. 4.3), можно переписать $N_{\pm 3/2}^h = p_S / 2 \pm \Delta p_S$ и приближенно написать для $P_C^h(B)$:

$$P_C^h(B) = 2\Delta p_S / p_S \approx \Delta E_h(B) / (p_S \partial E_F / \partial N_h) . \quad (13)$$

В этой формуле $\Delta E_h(B) = -3g_h^* \mu_B B = -3g_h \mu_B B + \Delta E_M(B)$ (> 0), и она включает в себя оба вклада в спиновое расщепление дырок в КЯ, как показано на вставке к рис. 11,а. Результаты расчетов магнитопольных зависимостей $P_C^{e,h}(B)$ при разных температурах выше и ниже T_C по формулам (8)–(13) представлены на рис. 11,а. В расчете использовали значения g-факторов $g_e = -3,0$, $3g_h = -4,9$, выбранные близко к литературным данным [42] так, чтобы сохранить экспериментальное значение g-фактора внутриямного перехода $g = 3g_h - g_e = -1,9$, $\Delta E_M(B) = 0,35$ мэВ и $B_{\text{sat}} = 0,2$ Тл (см. рис. 6,б). Кроме того, полагалось, что ΔE_M линейно падает до нуля в диапазоне 12–35 К. На рисунке видно хорошее качественное согласие расчетных зависимостей для дырочной поляризации $P_C^h(B)$ и экспериментальных $P_C(B)$ (рис. 6,а). В то же время поляризация электронов $P_C^e(B)$ отрицательна и значительно больше по абсолютной величине, что отражает общую тенденцию падения величины степени поляризации при переходе от разреженной (больцмановской) системы к ферми-вырожденной системе при одинаковых значениях ΔE и может быть прямо получено из анализа формул (11)–(13). Таким образом, расчет подтверждает необходимость существенно или полностью пренебрегать поляризацией электронов $P_C^e(B)$, аналогично ситуации в немагнитной структуре (см. п. 4.3). Более того, расчет температурной зависимости $P_C^h(B)$ при фиксированном значении магнитного поля $B = 0,2$ Тл для структуры №8 (рис. 11,б) демонстрирует хорошее

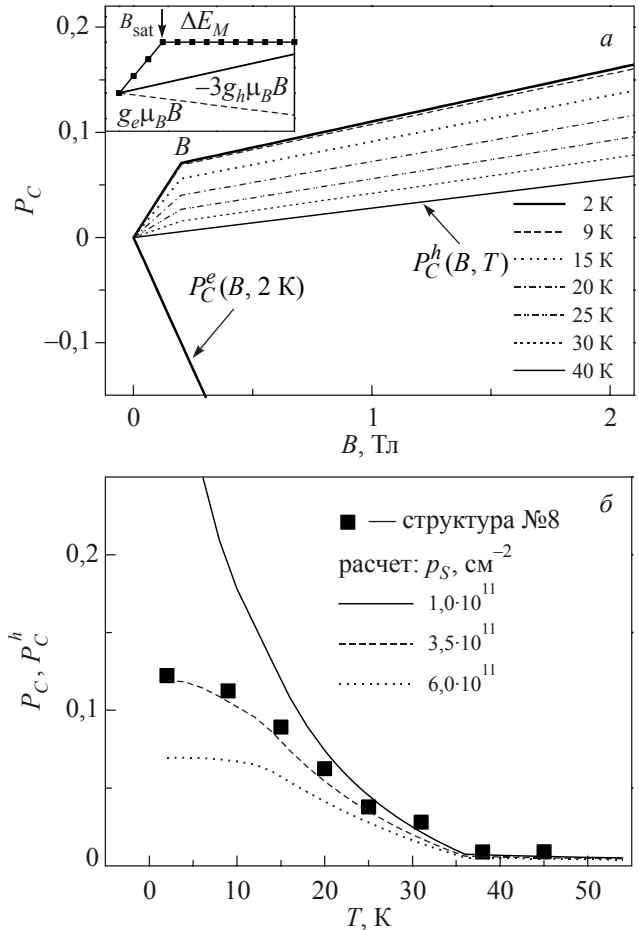


Рис. 11. Расчетные $P_C^{e,h}(B)$ при разных температурах. Вставка иллюстрирует спиновое расщепление электронов и два вклада в спиновое расщепление дырок в КЯ в зависимости от магнитного поля (а). Экспериментальная $P_C(B)$ и расчетные зависимости $P_C^h(B)$ при $B = 0,2$ Тл для структуры №8 (б).

согласие с экспериментом, что позволяет оценить $p_S \approx 3,5 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$ при низких T . На рисунке также видна отмеченная выше существенная зависимость как характера, так и величины $P_C^h(B)$ от концентрации дырок.

4.6. Зависимость поляризации ФЛ от глубины квантовой ямы

Если считать $P_C^e(B) \approx 0$, то $P_C(B) \approx P_C^h(B)$. Поскольку в 2D случае плотность состояний является константой, заполнение спин-расщепленных дырочных подзон пропорционально их энергии Ферми $N_{\pm 3/2}^h \sim E_{F, \pm 3/2}^h$, а разница их заполнений пропорциональна спиновому расщеплению $\Delta E_h(B)$ ($\leq 0,5$ мэВ при $B < 1$ Тл). Следовательно, при низких температурах и невысоких полях, когда $E_F \gg \max(k_B, \Delta E_h(B))$, степень циркулярной поляризации можно аппроксимировать как $P_C(B) \approx P_C^h(B) \approx \Delta E_h(B) / (2E_F)$. Такая аппроксимация позволяет качественно объяснить близкие значения $P_C(B)$ в структурах с промежуточными

значениями глубины КЯ при $x_{\text{In}} = 0,13$ и $0,19$ (рис. 5,а). При $x_{\text{In}} < 0,2$ можно считать, что g_h изменяется приблизительно линейно с ростом x_{In} в КЯ, аналогично изменению g_e в немагнитных КЯ [42]. Следовательно, увеличение $E_F \sim p_S$ (см. табл. 1) приблизительно компенсируется ростом немагнитной компоненты $\Delta E_h(B) \sim g_h \sim x_{\text{In}}$. Однако эти качественные соображения оказываются несостоятельными в случае структур с самой мелкой и самой глубокой КЯ.

Для понимания такого несоответствия необходимо вспомнить предположение о пренебрежимо малой спиновой релаксации фотовозбужденных электронов, заложенное в данную аппроксимацию. Во-первых, наличие дырочного газа высокой плотности должно приводить к ускорению спиновой релаксации электронов на основной уровень $s^Z = +1/2$, отвечающий σ^- -поляризованной компоненте (см. вставку на рис. 7). Согласно оценкам, времена спиновой релаксации электронов τ_S в p -легированных КЯ составляют сотни пикосекунд [71], что сравнимо с временем жизни электронов в структуре с $x_{\text{In}} = 0,26$ и заведомо не так для остальных структур (рис. 2,б). Во-вторых, в глубоких КЯ InGaAs/GaAs с уменьшением ширины запрещенной щели возрастает роль механизма Эллиота–Яффета в спиновой релаксации электронов [72]. В совокупности оба фактора должны приводить к ускорению спиновой релаксации электронов и росту их спиновой поляризации $P_C^e(B)$ и, соответственно, к падению общей степени циркулярной поляризации $P_C(B)$ излучательной рекомбинации из глубоких КЯ.

Уменьшение $P_C(B)$ для структур с неглубокими КЯ ($x_{\text{In}} < 0,1$) мы связываем с уменьшением разрыва зон, а следовательно, потенциального барьера в зоне проводимости между КЯ и δ -слоем, что должно привести к увеличению перекрытия электронных волновых функций и слоя магнитных атомов. Это предположение подтверждается самосогласованным расчетом зонной схемы для структуры №5 с $x_{\text{In}} = 0,13$ (рис. 12,а) в условиях высокой плотности дырок, поставляемых в структуру отрицательно заряженным акцепторным δ -слоем Mn. Для расчета дырочных и электронных волновых функций и их перекрытия с δ -слоем самосогласованным расчетом решались уравнения Пуассона и Шредингера (см. например, [53]). При расчете выбрана оставшаяся после самокомпенсации встроенных зарядов поверхностная плотность N' отрицательно заряженного δ -слоя Mn $N' = qN_{\text{Mn}} = 6 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-2}$ ($q \sim 0,3$ при $Q_{\text{Mn}} \sim 0,3 \text{ МС}$ [7]) и атомов углерода в δ -С-слое $N_C = 5 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$ [22]. Размытие δ -слоев в направлении роста аппроксимировалось гауссианом с полушириной 2 нм (δ -Mn) и 1,5 нм (δ -C). Разрыв зон для КЯ взят из работы [73], кроме того учитывался пиннинг уровня Ферми на свободной поверхности в середине запрещенной зоны [74].

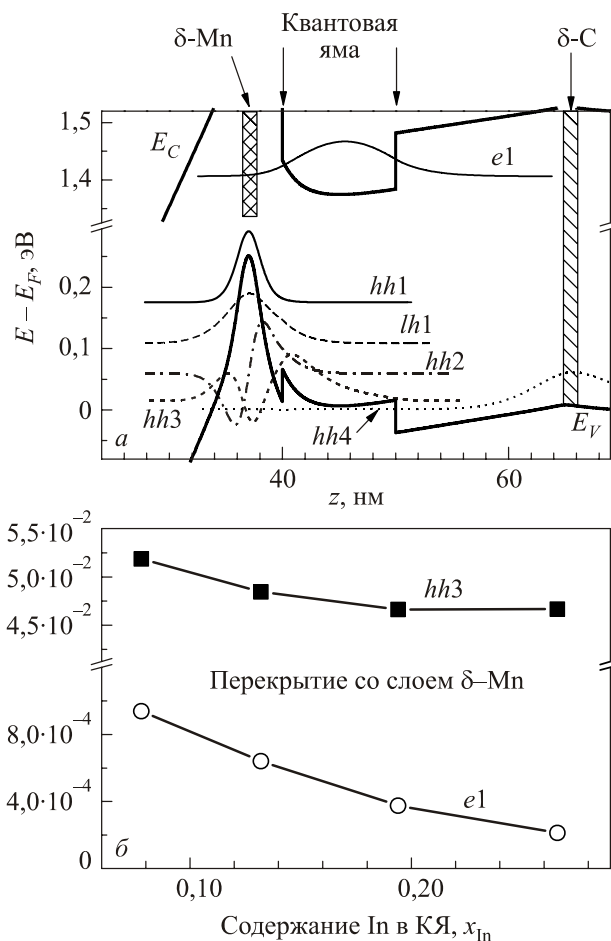


Рис. 12. Расчет зонной схемы для структуры №5 (см. текст). Волновые функции электронов и дырок сдвинуты к положению соответствующих уровней (а). Расчетные перекрытия электронов и дырок с δ -слоем Mn (б).

На рис. 12,а видно, что волновые функции 1-го и 2-го уровней тяжелых дырок ($hh1$ и $hh2$) и 1-й уровень легких дырок ($lh1$) с концентрациями дырок $n_i \sim 10^{13} \text{ см}^{-2}$ существенно локализованы в δ -слое Mn, тогда как волновая функция 3-го уровня тяжелых дырок ($hh3$) с $n_3 \sim 10^{12} \text{ см}^{-2} \sim 10^{12} \text{ см}^{-2}$ сильно проникает в область КЯ. Именно эти дырки участвуют в оптических внутриямных переходах. Последний заселенный уровень тяжелых дырок ($hh4$) с $n_4 \sim 10^{11} \text{ см}^{-2}$ пространственно локализован в δ -слое С. Важно отметить, что перекрытие электронов с δ -слоем Mn существенно, почти на два порядка меньше перекрытия «внутриямных» дырок ($hh3$) с δ -Mn (рис. 12,б), что подтверждает определяющую роль дырок в поляризации ФЛ (см. п. 4.3). Интересно отметить, что перекрытие дырок с δ -слоем Mn слабо меняется с глубиной КЯ, что отражает сложную картину самосогласованного потенциала в таких структурах.

На наш взгляд, увеличение перекрытия электронов с δ -слоем Mn (рис. 12,б) позволяет предположить ускорение их спиновой релаксации для неглубоких КЯ, поскольку имеющиеся экспериментальные данные сви-

детельствуют о чрезвычайно быстрых временах спиновой релаксации носителей в $\text{Ga}_{1-x}\text{Mn}_x\text{As}$ $\tau_S \leq 1$ пс [75]. Таким образом, аппроксимация $P_C(B) \approx \Delta E_h(B)/(2E_F)$ хорошо работает только при промежуточных значениях глубины КЯ с $x_{\text{In}} \sim 0,1-0,23$ и нарушается для случаев слишком мелких и глубоких КЯ в связи с усилением спиновой релаксации электронов и необходимостью учитывать их конечную спиновую поляризацию $P_C^e(B)$.

5. Выводы

Магнитооптические исследования гетероструктур на основе разбавленных магнитных полупроводников группы III–V, содержащих квантовую яму InGaAs/GaAs и туннельно-близкий ферромагнитный δ -слой Mn, показали возможность не только преодоления сильнейшей безызлучательной рекомбинации, присущей эпислоям GaMnAs , но также получения высоких значений степени циркулярной поляризации фотолюминесценции в слабых магнитных полях $B < 0,3$ Тл ниже температуры Кюри δ -слоя. В то время как в традиционных парамагнитных структурах на основе полупроводников группы II–VI спиновое расщепление оптических переходов и циркулярная поляризация являются плавными функциями магнитного поля, а в структурах с δ -<Mn>-слоями на точно ориентированных подложках $P_C(B)$ и $\Delta E(B)$ демонстрируют характерное двухстадийное поведение: быстрый рост в малых полях до $B_{\text{sat}} \sim 0,2$ Тл, который в высоких полях сменяется слабым линейным ростом. Стадия быстрого роста исчезает выше температуры Кюри δ -слоя, найденной из магнитных и транспортных исследований. Наблюдаемое поведение связывается с обменным (p - d)-взаимодействием дырок из КЯ с ферромагнитным δ -слоем Mn. Направленные по нормали внутренние магнитные поля в ФМ фазе, приводящие к спиновой поляризации тяжелых дырок в КЯ в геометрии Фарадея, возникают вследствие поворота магнитного момента δ -слоя от оси легкого намагничивания, лежащей в плоскости слоя, с насыщением нормальной компоненты намагниченности при $B > B_{\text{sat}}$. Размытый характер зависимостей $P_C(B)$ и $\Delta E(B)$ в структурах с δ -<Mn>-слоями на разориентированных подложках свидетельствует о существенной неоднородности δ -слоя в плоскости, приводящей к разбросу локальных значений B_{sat} и сглаживанию кривых.

Наличие заряженного δ -<Mn>-слоя высокой плотности приводит к появлению сильного флуктуационного потенциала в плоскости КЯ с масштабом ~ 100 нм, который вызывает нарушение закона сохранения квазиимпульса для оптических переходов в КЯ, что, в свою очередь, и приводит к наблюдаемой циркулярной поляризации. Рассмотренная в работе простая модель для расчета степени циркулярной поляризации фотолюминесценции из КЯ дает хорошее описание температурных и магнитополевых зависимостей $P_C(B)$ при

промежуточных значениях глубины КЯ ($x_{\text{In}} \sim 0,1-0,22$). Однако для более мелких или более глубоких КЯ наблюдается отклонение от простой модели, что связывается с усилением спиновой релаксации электронов.

В целом, полученные магнитооптические данные свидетельствуют о существенной туннельной связи дырок в КЯ с ферромагнитным δ -слоем Mn, что позволяет независимо тестировать ферромагнитное упорядочение в гетероструктурах в дополнение к транспортным и магнитным методам.

Автор признателен сотрудникам Научно-исследовательского физико-технического института Нижегородского государственного университета М.В. Дорохину, Ю.А. Данилову и Б.Н. Звонкову за предоставленные образцы и помощь в исследованиях.

Работа поддержана грантами РФФИ, программой фундаментальных исследований Президиума РАН № 27 «Основы фундаментальных исследований нанотехнологий и наноматериалов» и ФЦП «Научные и научно-педагогические кадры инновационной России».

1. T. Jungwirth, K.Y. Wang, J. Mašek, K.W. Edmonds, Jürgen König, Jairo Sinova, M. Polini, N.A. Goncharuk, A.H. MacDonald, M. Sawicki, A.W. Rushforth, R.P. Campion, L.X. Zhao, C.T. Foxon, and B.L. Gallagher, *Phys. Rev.* **B72**, 165204 (2005).
2. H. Ohno, *Science* **281**, 951 (1998).
3. T. Jungwirth, Jairo Sinova, J. Mašek, J. Kučera, and A.H. MacDonald, *Rev. Mod. Phys.* **78**, 809 (2006).
4. H. Němec, A. Pashkin, P. Kužel, M. Khazan, S. Schnüll, and I. Wilke, *J. Appl. Phys.* **90**, 1303 (2001).
5. H. Ohno, H. Munekata, T. Penney, S. von Molnar, and L.L. Chang, *Phys. Rev. Lett.* **68**, 2664 (1992).
6. Yongmin Kim, Yoon Shon, T. Takamasu, and H. Yokoi, *Phys. Rev.* **B71**, 073308 (2005).
7. О.В. Вихрова, Ю.А. Данилов, М.В. Дорохин, Б.Н. Звонков, И.Л. Калентьева, А.В. Кудрин, *Литература в ЖТФ* **35**, 8 (2009).
8. J.S. Blakemore, W.J. Brown, M.L. Stass, and D.A. Woodbury, *J. Appl. Phys.* **44**, 3352 (1973).
9. T. Jungwirth, Jairo Sinova, A.H. MacDonald, B.L. Gallagher, V. Novak, K.W. Edmonds, A.W. Rushforth, R.P. Campion, C.T. Foxon, L. Eaves, E. Olejnik, J. Mašek, S.-R. Eric Yang, J. Wunderlich, C. Gould, L.W. Molenkamp, T. Dietl, and H. Ohno, *Phys. Rev.* **B76**, 125206 (2007).
10. V.F. Sapega, M. Ramsteiner, O. Brandt, L. Däweritz, and K.H. Ploog, *Phys. Rev.* **B73**, 235208 (2006).
11. K.S. Burch, D.B. Shrekenhamer, E.J. Singley, J. Stephens, B.L. Sheu, R.K. Kawakami, P. Schiffer, N. Samarth, D.D. Awschalom, and D.N. Basov, *Phys. Rev. Lett.* **97**, 087208 (2006).
12. K. Ando, H. Saito, K.C. Agarwal, M.C. Debnath, and V. Zayets, *Phys. Rev. Lett.* **100**, 067204 (2008).
13. Y. Ohno, D.K. Young, B. Beschoten, F. Matsukura, H. Ohno, and D.D. Awschalom, *Nature* **402**, 790 (1999).

14. A.M. Nazmul, T. Amemiya, Y. Shuto, S. Sugahara, and M. Tanaka, *Phys. Rev. Lett.* **95**, 017201 (2005).
15. M. Poggio, R.C. Myers, N.P. Stern, A.C. Gossard, and D.D. Awschalom, *Phys. Rev.* **B72**, 235313 (2005).
16. Б.А. Аронзон, А.С. Лагутин, В.В. Рьльков, В.В. Тугушев, В.Н. Меньшов, А.В. Лейскул, Р. Лайхо, О.В. Вихрова, Ю.А. Данилов, Б.Н. Звонков, *Письма в ЖЭТФ* **87**, 192 (2008); М.А. Панков, Б.А. Аронзон, В.В. Рьльков, А.Б. Давыдов, Е.З. Мейлихов, Р.М. Фарзетдинова, Э.М. Пашаев, М.А. Чуев, И.А. Субботин, И.А. Лихачев, Б.Н. Звонков, А.В. Лашкул, Р. Лайхо, *ЖЭТФ* **136**, 346 (2009).
17. V.N. Men'shov, V.V. Tugushev, S. Caprara, P.M. Echenique, and E.V. Chulkov, *Phys. Rev.* **B80**, 035315 (2009).
18. S.V. Zaitsev, V.D. Kulakovskii, M.V. Dorokhin, Yu. A. Danilov, P.B. Demina, M.V. Sapozhnikov, O.V. Vikhrova, and B.N. Zvonkov, *Physica* **E41**, 652 (2009).
19. H. Luo, B.D. McCombe, M.H. Na, K. Mooney, F. Lehmann, X. Chen, M. Cheon, S.M. Wang, Y. Sasaki, X. Liu, and J.K. Furdyna, *Physica* **E12**, 366 (2002).
20. K. Yanagisawa, S. Takeuchi, H. Yoshitake, K. Onomitsu, and Y. Horikoshi, *J. Cryst. Growth* **301-302**, 634 (2007).
21. X. Chen, M. Na, M. Cheon, S. Wang, H. Luo, B.D. McCombe, X. Liu, Y. Sasaki, T. Wojtowicz, J.K. Furdyna, S.J. Potashnik, and P. Schiffer, *Appl. Phys. Lett.* **81**, 511 (2002).
22. M.V. Dorokhin, Yu.A. Danilov, P.B. Demina, V.D. Kulakovskii, O.V. Vikhrova, S.V. Zaitsev, and B.N. Zvonkov, *J. Phys.* **D41**, 245110 (2008).
23. J.K. Furdyna, *J. Appl. Phys.* **64**, R29 (1988).
24. R.C. Myers, A.C. Gossard, and D.D. Awschalom, *Phys. Rev.* **B69**, 161305 (2004).
25. V.F. Sapega, M. Moreno, M. Ramsteiner, L. Däweritz, and K. Ploog, *Phys. Rev. Lett.* **94**, 137401 (2005).
26. V.F. Sapega, O. Brandt, M. Ramsteiner, K.H. Ploog, I.E. Panaiotti, and N.S. Averkiev, *Phys. Rev.* **B75**, 113310 (2007).
27. E.J. Singley, K.S. Burch, R. Kawakami, J. Stephens, D.D. Awschalom, and D.N. Basov, *Phys. Rev.* **B68**, 165204 (2003).
28. K.S. Burch, E.J. Singley, J. Stephens, R.K. Kawakami, D.D. Awschalom, and D.N. Basov, *Phys. Rev.* **B71**, 125340 (2005).
29. А.И. Дмитриев, Р.Б. Моргунов, С.В. Зайцев, *ЖЭТФ* **139**, 367 (2011).
30. С.И. Дорожкин, М.О. Скворцова, А.В. Кудрин, Б.Н. Звонков, Ю.А. Данилов, О.В. Вихрова, *Письма в ЖЭТФ* **85**, 32 (2010).
31. Б.А. Аронзон, В.А. Кульбачинский, П.В. Гурин, А.Б. Давыдов, В.В. Рьльков, А.Б. Грановский, О.В. Вихрова, Ю.А. Данилов, Б.Н. Звонков, Y. Horikoshi, K. Onomitsu, *Письма в ЖЭТФ* **85**, 32 (2007).
32. A. Petrou, M.C. Smith, C.H. Perry, J.M. Worlock, J. Warnock, and R.L. Aggarwal, *Solid State Commun.* **55**, 865 (1985).
33. А.В. Малышев, И.А. Меркулов, *ФТТ* **39**, 58 (1997).
34. Н.С. Аверкиев, А.А. Гуткин, Е.Б. Осипов, М.А. Резчиков, *ФТТ* **30**, 765 (1988).
35. М.В. Дорохин, С.В. Зайцев, А.С. Бричкин, О.В. Вихрова, Ю.А. Данилов, Б.Н. Звонков, В.Д. Кулаковский, М.М. Прокофьева, А.Е. Шолина, *ФТТ* **52**, 2147 (2010).
36. С.В. Зайцев, М.В. Дорохин, А.С. Бричкин, О.В. Вихрова, Ю.А. Данилов, Б.Н. Звонков, В.Д. Кулаковский, *Письма в ЖЭТФ* **90**, 730 (2009).
37. *Diluted Magnetic Semiconductors*, J.K. Furdyna and J. Kosut (eds.), *Semiconductors and Semimetals*, Academic, Boston (1986), Vol. 25.
38. D. Keller, D.R. Yakovlev, V. König, W. Ossau, Th. Gruber, A. Waag, L.W. Molenkamp, and A.V. Scherbakov, *Phys. Rev.* **B65**, 035313 (2001).
39. S.N. Walck and T.L. Reinecke, *Phys. Rev.* **B57**, 9088 (1998).
40. L.V. Butov, V.D. Kulakovskii, T.G. Andersson, and Z.G. Chen, *Phys. Rev.* **B42**, 9472 (1990).
41. М.Н. Ханнанов, И.В. Кукушкин, С.И. Губарев, Ю. Смет, К. фон Клитцинг, В. Векшейдер, С. Герл, *Письма в ЖЭТФ* **85**, 294 (2007).
42. G. Hendorfer and J. Schneider, *Sem. Sci. Technol.* **6**, 595 (1991); Th. Wimbauer, K. Oettinger, A.L. Efros, B.K. Meyer, and H. Brugger, *Phys. Rev.* **B50**, 8889 (1994).
43. R. Kotlyar, T.L. Reinecke, M. Bayer, and A. Forchel, *Phys. Rev.* **B50**, 085310 (2001).
44. A.A. Sirenko, T. Ruf, M. Cardona, D.R. Yakovlev, W. Ossau, A. Waag, and G. Landwehr, *Phys. Rev.* **B56**, 2114 (1997).
45. M.M. Glazov, *Phys. Rev.* **B70**, 195314 (2004).
46. B. Lee, T. Jungwirth, and A.H. MacDonald, *Phys. Rev.* **B61**, 15606 (2000).
47. A.O. Govorov and A.V. Kalameitsev, *Phys. Rev.* **B71**, 035338 (2005).
48. R.W. Martin, R.J. Nicolas, G.J. Bees, S.K. Haywood, N.J. Mason, and P.J. Walker, *Phys. Rev.* **B42**, 9237 (1990).
49. M. Tanaka, *J. Vac. Sci. Technol.* **B16**, 2267 (1998).
50. X. Liu, Y. Sasaki, and J.K. Furdyna, *Phys. Rev.* **B67**, 205204 (2003).
51. S. Chikazumi, *Physics of Ferromagnetism*, Clarendon Press, Berlin (1998).
52. R.K. Kawakami, E. Johnston-Halperin, L.F. Chen, M. Hanson, N. Guébels, J.S. Speck, A.C. Gossard, and D.D. Awschalom, *Appl. Phys. Lett.* **77**, 2379 (2000).
53. J. Fernandez-Rossier and L.J. Sham, *Phys. Rev.* **B64**, 235323 (2001).
54. А.Д. Виссер, В.И. Кадушкин, В.А. Кульбачинский, В.Г. Кытин, А.П. Сенчикин, Е.Л. Шангина, *Письма в ЖЭТФ* **59**, 339 (1994).
55. О.В. Вихрова, Ю.А. Данилов, Ю.Н. Дроздов, Б.Н. Звонков, И.Л. Калентьева, А.В. Кудрин, *Тезисы докладов конференции «XXVII Научные чтения им. акад. Н.В. Белова»*, 16–17 декабря 2008 г., Нижний Новгород: ННГУ им. Н.И. Лобачевского (2008), с. 113.
56. V.G. Storchak, D.G. Eshchenko, E. Morenzoni, T. Prokscha, A. Suter, X. Liu, and J.K. Furdyna, *Phys. Rev. Lett.* **101**, 027202 (2008).
57. D.M. Wang, Y.H. Ren, P.W. Jacobs, S. Fahy, X. Liu, J.K. Furdyna, V.F. Sapega, and R. Merlin, *Phys. Rev. Lett.* **102**, 256401 (2009).
58. M. Overby, A. Chernyshov, L.P. Rokhinson, X. Liu, and J.K. Furdyna, *Appl. Phys. Lett.* **92**, 192501 (2008).
59. Е.З. Мейлихов, *ЖЭТФ* **116**, 2182 (1999).

60. *Оптическая ориентация*, Б.П. Захарченя, Ф. Майер (ред.), Наука, Л. (1989).
61. П.В. Гурин, В.А. Кульбачинский, Ю.А. Данилов, Б.Н. Звонков, Б.А. Аронзон, А.Б. Давыдов, В.В. Рыльков, *ЖЭТФ* **132**, 205 (2007).
62. K. Ando, T. Hayashi, M. Tanaka, and A. Twardowski, *J. Appl. Phys.* **83**, 6548 (1998).
63. B. Beschoten, P.A. Crowell, I. Malajovich, D.D. Awschalom, F. Matsukura, A. Shen, and H. Ohno, *Phys. Rev. Lett.* **83**, 3073 (1999).
64. J. Szczytko, W. Mac, A. Twardowski, F. Matsukura, and H. Ohno, *Phys. Rev.* **B59**, 12935 (1999).
65. J. Szczytko, W. Bardyszewski, and A. Twardowski, *Phys. Rev.* **B64**, 075306 (2001).
66. Jian-Ming Tang and Michael E. Flatté, *Phys. Rev. Lett.* **101**, 157203 (2008).
67. В.А. Гергель, Р.А. Сурис, *ЖЭТФ* **75**, 191 (1978).
68. В.Л. Бонч-Бруевич, И.П. Звягин, Р. Кайпер, А.Г. Миронов, Р. Эндерлайн, Б. Эссер, *Электронная теория неупорядоченных полупроводников*, Наука, Москва (1981).
69. И.Б. Беркутов, В.В. Андриевский, Ю.Ф. Комник, О.А. Миронов, *ФНТ* **36**, 1335 (2010) [*Low Temp. Phys.* **36**, 1076 (2010)].
70. В.А. Кульбачинский, Л.Ю. Щурова, *ЖЭТФ* **136**, 135 (2009).
71. M.Z. Maialle, *Phys. Rev.* **B54** 1967 (1996).
72. I. Žutić, J. Fabian, and S. Das Sarma, *Rev. Mod. Phys.* **76**, 323 (2004).
73. S. Niki, C.L. Lin, W.S. C. Chang, and H.H. Wieder, *Appl. Phys. Lett.* **55**, 1339 (1989).
74. C. Van Hoof, K. Deneffe, J. De Boeck, D.J. Arent, and G. Borghs, *Appl. Phys. Lett.* **54**, 608 (1989).
75. Łukasz Cywiński and L.J. Sham, *Phys. Rev.* **B76**, 045205 (2007).

Magnetooptics of heterostructures with InGaAs/GaAs quantum well and a ferromagnetic Mn delta-layer

S.V. Zaitsev

Magnetooptics of heterostructures with a InGaAs/GaAs quantum well (QW) and a 3–5 nm spaced ultra-thin ferromagnetic δ -layer of Mn in the GaAs barrier has been investigated in detail. While nonmagnetic structures demonstrate a very low of degree circular polarization P_C of QW photoluminescence, the existence of the close Mn δ -layer gives rise to high values of P_C even above its Curie temperature $T_C \sim 35$ K. A fast growth of P_C and Zeeman splitting of the QW emission band, observed at low $B < 0.2$ T, is followed by a slow linear increase at $B > 0.5$ T in heterostructures with strictly oriented GaAs (001) substrates. The characteristic fast increase slows down with temperature and disappears above T_C . The effect depends non-monotonically on QW depth and is explained in the model of strong QW fluctuation potential caused by the highly charged Mn δ -layer. The spin polarization of carriers is believed to be related to the effective (p - d)-exchange interaction of the QW holes with the ferromagnetic δ -layer and to emerge due to a normal-to-plane magnetization, saturating at high magnetic fields.

PACS: 61.72.U– Doping and impurity implantation;
 75.30.Hx Magnetic impurity interactions;
 78.20.Ls Magneto-optical effects;
78.67.-n Optical properties of low-dimensional, mesoscopic, and nanoscale materials and structures.

Keywords: doping, ferromagnetism, photoluminescence, quantum well.